ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 2 NOVEMBRE 1953.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE DE BROGLIE.



MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **Gustavo Colonnetti**, Correspondant de l'Académie, Président du Conseil National des Recherches d'Italie, qui assiste à la séance.

Notice nécrologique sur Maurice Lugeon, *Associé étranger de l'Académie*, par M. **Charles Jacob**.

Maurice Lugeon était né, le 10 juillet 1870, à Poissy (Seine-et-Oise), où son père, originaire de Chevilly dans le canton de Vaud, sculpteur modeste mais de talent, avait été attiré par Viollet-le-Duc, qui l'occupa à la restauration de la belle église où Saint-Louis fut baptisé, sans parler d'autres travaux à la Sainte-Chapelle et de la réfection des gargouilles de Notre-Dame. A Poissy, David Lugeon avait rencontré et épousé une jeune française d'origine normande. Il en eut cinq enfants dont Maurice fut le dernier.

En 1877, la famille regagna la Suisse et s'installa à Lausanne. Maurice, enfant précoce assez turbulent paraît-il, y débuta par des études qui auraient pu le conduire à l'industrie ou à la banque si une vocation impérieuse, quelque peu buissonnière, de naturaliste, botaniste ou géologue, il hésitait, ne s'était interposée de bonne heure et n'avait été remarquée par un bon génie comme il s'en rencontre parfois à l'origine des carrières scientifiques. Il s'agit du Professeur Eugène Renevier, qui enseignait la géologie à l'Université de Lausanne, poussa Maurice Lugeon à obtenir ses grades, puis se l'associa comme préparateur. Finalement, en 1906, celui-ci succéda à E. Renevier, tant dans sa Chaire qu'à la direction du Musée géologique transféré au Palais de Rumine.

De Lausanne, la vue s'étend, magnifique, vers le Sud au delà du Léman, sur les Alpes du Chablais qui posaient alors un problème, une « énigme » non résolue. Dans les zones parallèles, la plus externe, celle dite subalpine en avant des Massifs cristallins de Belledonne et du Mont-Blanc, manifestait des caractères à peu près constants au Sud au moins jusqu'à la vallée transversale de l'Arve, tandis qu'au delà, précisément en Chablais entre l'Arve et le Rhône, les terrains cependant du même âge se présentent différemment. Certes, Marcel Bertrand, puis Hans Schardt avaient déjà émis l'hypothèse que le Chablais pouvait être « exotique » et provenir du Sud-Est. Mais était-ce bien vrai et quelle origine précise fallait-il attribuer à l'édifice chablaisien ? On va voir à quels développements grandioses l'examen de la question conduisit progressivement Maurice Lugeon.

L'étude minutieuse fut entreprise sous les auspices du Service de la Carte géologique de France, dirigé alors par Auguste Michel-Lévy et où dominait aussi le rayonnement de Marcel Bertrand. Adopté dans ce milieu très vivant, Lugeon en devint l'un des collaborateurs les plus actifs en participant à l'édification successive des feuilles de Thonon, Annecy, Vallorcine, Albertville et jusqu'à celles de Briançon. Des mémoires importants devaient en résulter. Celui sur *la Région de la Brèche du Chablais*, qui lui servit de thèse de doctorat en 1895, ne conclut pas encore. Il est bien exact que les terrains secondaires du Chablais reposent au Nord sur la « mollasse rouge » oligocène, c'est-à-dire tertiaire, du Bouveret et qu'au Sud une même mollasse rouge, celle du Val d'Illiez en avant des Dents du Midi, plonge aussi sous le Chablais. Toutefois, l'entaille transversale du Rhône en amont du Léman ne mord pas assez profondément pour permettre d'observer la jonction des deux mollasses en profondeur. On l'a bien souligné au cours d'une réunion de la Société géologique de France sur les lieux durant l'été 1901, où une structure en éventail et un enracinement sur place du Chablais pouvaient être encore défendus avec de bons arguments par des savants tels que Gustav Steinmann, Émile Haug et d'autres.

Cependant, déjà à ce moment-là, Lugeon tenait une des clefs du problème, grâce à un travail de son élève Georges Roessinger, non à vrai dire sur la rive gauche du Rhône du côté français, mais dans la haute vallée de Lauenen dans les Préalpes et Hautes-Alpes bernoises. Là, tous deux avaient constaté dans la « Zone des Cols » la présence d'une racine des Préalpes suisses. Il l'a écrit à notre Compagnie le 7 janvier 1901 et, aussi bien pour le Chablais, toute l'affaire va partir en flèche !

Le 3 mars 1902, en 100 pages lumineuses, Maurice Lugeon apportait, à la Société géologique de France, une analyse d'ensemble des « Grandes nappes de recouvrement des Alpes du Chablais et de la Suisse ». L'ensemble des Helvétides, comme les dénommera plus tard Rudolf Staub,

est charrié vers l'extérieur de la chaîne. Cette vue générale, maintenant bien assise, va déclencher la synthèse alpine toute entière. En effet, le Congrès international de Vienne en 1904 voit toute une floraison à ce sujet. Pierre Termier, au delà du Rhin, voit les Alpes bavaroises et autrichiennes, les « Austrides » si l'on veut, charriées vers le Nord, flottant sur les Alpes suisses. Émile Haug constate dans le Salzkammergut au Sud-Est de Salzbourg l'existence de nappes poussées vers le Nord. Lugeon lui-même n'hésite pas à apporter des suggestions du même genre au delà du Danube, à propos des Carpathes occidentales Là, à vrai dire, il n'était pas allé encore personnellement, mais les cartes et documents publiés à l'époque ne pouvaient, à son avis, comporter une autre interprétation, ce qu'il avait annoncé dès 1902. Lors du Congrès de Vienne, il se rend à l'excursion conduite par son contradicteur, le Professeur Victor Uhlig de l'Université de Vienne. Le succès est complet et depuis, avec des modifications, notamment un étalement des éléments tectoniques un peu différent dans l'espace et dans le temps, le schéma général est conservé.

Vers ces années 1902-1904, la trentaine de son âge à peine sonnée, Maurice Lugeon s'était ainsi acquis une notoriété mondiale dans les milieux géologiques. Va-t-il s'arrêter ? Loin de là, ainsi que quelques étapes essentielles vont le souligner.

En arrière de la Zone des massifs centraux (Mont-Blanc, Massif de l'Aar) d'où sortent les Helvétides, se trouve l'édifice pennique (Cervin, Dent Blanche, Mont-Rose et autres). On se souvient des déboires de la percée du tunnel du Simplon par suite de températures et de venues d'eaux chaudes inattendues, conséquences d'une structure compliquée. Avec son élève Émile Argand, bientôt devenu un maître hélas prématurément disparu en 1940, Lugeon reprend les questions à partir de 1902.... Finalement ces « Pennides » sont elles-aussi un entassement de nappes, celles-ci formées surtout de gneiss et séparées par des lames synclinales de schistes, de calcaires et de gypse d'âge surtout secondaire. Tout comme les Helvétides, elles vont plonger à l'Est sous les Austrides.

Mais, dans la genèse et l'entraînement des conceptions nouvelles, il convient, surtout à un géologue, de ne point perdre pied, de conserver toujours un contact avec le réel et de se méfier des « modes passagères » qui, a-t-il dit, sévissent en science comme ailleurs. C'est ainsi que, jamais satisfait, M. Lugeon est revenu pendant de nombreuses années aux Helvétides et à leurs abords. Du Rhône à la Kander, il a procédé à des levers détaillés, dessiné des panoramas et des coupes avec un crayon incomparable, hérité peut-être du sculpteur des gargouilles de Notre-Dame; il a cartographié avec minutie en particulier la région des Diablerets pour aboutir finalement en 1948 à un relief géologique des Alpes vaudoises qui est un modèle du genre.

De telles qualités de précision, et de décision aussi, ne pouvaient manquer d'attirer Maurice Lugeon vers les applications en particulier à propos des grands barrages, d'autant plus que, de tous temps, il s'était intéressé aux cours d'eau, à leur régime, à leur action érosive, aussi bien qu'à l'origine et à l'évolution des vallées. A l'Université de Lausanne, n'a-t-il pas, en 1897, débuté dans l'enseignement par un cours de géographie physique ? Si bien que, contemporain du plein essor de « la houille blanche », il a été très mêlé à l'aménagement de cette sorte d'énergie. En fait, devenu un infatigable globe-trotter, il fut à ce sujet appelé dans bien des pays jusqu'au Spitzberg, aux États-Unis, en Uruguay, en Argentine et en Asie Mineure. Pour sa part, la France tant métropolitaine que d'Afrique du Nord, a largement bénéficié de ses conseils. A n'en citer qu'un exemple, à vrai dire sensationnel, il fut le géologue initiateur des projets de Génissiat, et celà dès 1911-1912, alors que la réalisation n'a été entreprise qu'une vingtaine d'années plus tard avec la création de la Compagnie Nationale du Rhône. Cette exécution a vérifié les pronostics de M. Lugeon quant à la bonne tenue de l'assise du barrage et quant à l'imperméabilité d'ensemble du réservoir amont, malgré qu'il empruntât le cours d'une ancienne Valserine entaillant des calcaires qui pouvaient inquiéter.

L'œuvre rapidement évoquée s'est traduite par environ 300 publications, dont, on le remarquera, une cinquantaine de Notes dans nos *Comptes rendus*, l'auteur ayant ainsi annoncé ici-même ses résultats importants. Il demeure comme un des plus grands géologues de ce temps, peut-être le premier de sa génération parmi ceux qui se sont consacrés à l'étude des chaînes plissées. Des Académies, Sociétés scientifiques et Universités sans nombre l'ont compté parmi leurs membres ou docteurs *honoris causa*. Le 20 novembre 1930, au moment du Jubilé célébrant le 50e anniversaire de sa première publication et le 40e de sa première leçon, il reçut de notre Gouvernement une plaque de Grand-Officier de la Légion d'Honneur. Ici, Correspondant de notre Section de minéralogie depuis 1920, lorsque, en 1945, délivrés de l'occupation allemande, nous avons repris les élections d'Associés étrangers, vos premiers suffrages se sont unanimement portés sur le nom de ce grand savant de langue française, au surplus, dans les bons comme dans les mauvais jours, ami indéfectible de notre pays.

Quant à l'homme lui-même, quelques mots le caractériseront peut-être; ils le rappelleront tout au moins à ceux d'entre vous qui l'ont rencontré. Vaudois solide, élégant, séduisant même, doué d'esprit de finesse, sentimental au fond, il était assez strict dans son langage et son écriture scientifiques. Toutefois généralement porté à la bonne humeur et revenant souvent à Paris, il ne craignait pas les propos plaisants et sortait souvent des boutades amusantes dans une sorte d'« hymne à la joie » reflétant le cours heureux de son existence. Jusqu'à il y a six mois environ, il avait

conservé sa robuste santé, quand se déclencha un œdème des jambes progressivement généralisé, et il s'endormit paisiblement dans son domicile à Lausanne le vendredi 23 octobre en fin d'après-midi.

Nous fûmes prévenus. Notre Confrère Paul Fallot se trouvait à Lausanne et, comme lui lointain élève du Maître que nous perdions, je m'y rendis. Les obsèques se sont déroulées lundi dernier. A la cathédrale, après le service religieux et dans la chaire sous laquelle se trouvait le cercueil couvert de fleurs, ont parlé successivement M. le Conseiller d'État, P. Oguey, au nom du département de l'Instruction publique et de l'Université, M. le Professeur Eugène Badoux, au nom des institutions géologiques suisses et moi-même de votre part. Puis les intimes se sont rendus à Chevilly sur les riants coteaux vaudois au pied du Jura. L'heure s'avançait; le soleil allait se coucher dans un splendide éclairage d'automne. Au cimetière M. le Pasteur H. Germond, de l'Université de Lausanne, prononça un très simple et émouvant adieu à celui dont la dépouille mortelle retournait à la terre de ses ancêtres. Au cours de ces cérémonies, nous avons eu, Paul Fallot et moi, l'occasion d'exprimer à M[me] Maurice Lugeon, à son fils Jean, Directeur de l'Office suisse de Météorologie, aussi bien qu'aux milieux officiels et scientifiques de son pays, toute votre sympathie.

MICROBIOLOGIE. — *De la myxomatose du Lapin et du Lièvre; considérations épidémiologiques et immunologiques.* Note de M. **Gaston Ramon**.

Une grave épizootie de myxomatose, due à un ultravirus mis en évidence en 1896, en Uruguay par Sanarelli (¹), sévit actuellement et pour la première fois en France sur les lapins de garenne, sur les lapins domestiques et aussi sur le lièvre. Elle a atteint, ces derniers temps, certains pays voisins (²).

Il s'agit d'une épizootie non pas apparue *naturellement* mais provoquée *artificiellement* dans les circonstances suivantes : un propriétaire du département d'Eure-et-Loir (à une centaine de kilomètres environ au sud-ouest de Paris), désireux de détruire les lapins de garenne qui dévastaient les récoltes de sa ferme, s'est adressé pour cela à l'ultravirus du myxome infectieux, lequel s'était déjà montré si efficace pour cet objet, en Australie (³). Il inocula le virus

(¹) G. Sanarelli, *Zent. bl. für Bakt.*, 22, 1898, p. 865.

(²) On trouvera des détails plus complets dans notre Mémoire récemment paru : *Bull. Off. internat. des Epizooties*, 39, 1953, p. 588 et dans un autre (sous-presse) : *Bull. Off. internat. des Epizooties*, 39, 1953; voir également nos communications sur ce sujet, au Congrès international Vétérinaire, Stockholm, août 1953, et au Congrès international de Microbiologie, Rome, septembre 1953.

(³) D'après une estimation récente (*The Veterinary Record.*, 45, 1953, p. 478) l'accroissement de la production agricole qui résulte de la destruction des lapins de garenne en Australie pouvait être évalué pour la dernière campagne à près de 50 milliards de francs.

à quelques lapins capturés dans ce but, puis relâchés. Le résultat ne se fit pas attendre : bientôt les lapins de garenne vivant sur les terres de cette ferme étaient en grande partie, sinon en totalité, exterminés par la myxomatose laquelle pénétra dans les propriétés voisines.

La maladie fut identifiée, au mois d'octobre 1952, par Jacotot et Vallée ([4]) sur des lapins de la région de Rambouillet ([5]). Rapidement la myxomatose s'est répandue dans les garennes à travers la France. A l'heure actuelle, elle sévit dans le Centre, le Nord, le Sud et l'Est de la France (seul peut-être l'Ouest paraît, jusqu'ici, indemne); en peu de mois, elle a ainsi envahi une cinquantaine de départements. Elle a gagné, au cours des précédentes semaines, la Belgique, la Hollande, le Luxembourg, l'Allemagne et aussi, ces tout derniers jours, l'Angleterre (Comtés de Kent et du Sussex).

Ainsi qu'il fallait s'y attendre, les clapiers de *lapins domestiques* sont, dans de nombreuses régions, touchés par l'épizootie.

On vient de signaler plusieurs cas de myxomatose (dans les départements de l'Isère, de l'Oise, du Loiret, de l'Eure) chez le *Lièvre* qui était considéré jusqu'ici comme absolument réfractaire à cette maladie. Le diagnostic a été confirmé expérimentalement ([6]).

Il est admis que l'*Homme* n'est pas réceptif au virus du myxome infectieux et *jusqu'à présent*, aucun cas authentique de contamination humaine, même légère, n'a été signalé depuis le début de l'épizootie.

Des renseignements qui nous sont parvenus récemment nous permettent d'envisager les divers *modes de transmission* possibles de la maladie et les modes de propagation de l'épizootie.

L'infection par le virus et la diffusion de la myxomatose peuvent être réalisées directement par la contagion d'animal à animal et aussi, indirectement, par les *herbes*, par les *denrées fourragères* souillées de virus ([7]).

On a surtout accusé, dans le passé, les *insectes* et tout spécialement les moustiques, de

---

([4]) H. Jacotot et A. Vallée, *Bull. Acad. Vétérinaire*, 26, 1953, p. 25. *Voir* aussi H. Drieux, *Revue Pathol. comparée*, 52, 1953, p. 110.

([5]) Après une incubation de deux à cinq jours, la maladie débute par une blépharo-conjonctivite bilatérale. En 24 à 48 h, les paupières sont œdématiées, laissant sourdre une sécrétion conjonctivale purulente. Puis de petites tumeurs sous-cutanées de dimensions diverses apparaissent sur tout le corps, surtout à la base des oreilles et aux extrêmités. La généralisation de l'œdème au museau et au nez de l'animal, lui donne un aspect léonin repoussant. L'anus et les organes génito-urinaires sont à leur tour atteints par l'œdème inflammatoire aigu. L'animal maigrit considérablement. La mort survient en général en trois à cinq jours.

([6]) P. Magallon, O. et J. Bazin, *Bull. Off. internat. des Épizooties*, 39, 1953 (nov.-déc.), sous presse, et A. Lucas, G. Bouley, C. Quinchon et L. Toucas, *id.*

([7]) Soit par les animaux malades eux-mêmes (lapins de garenne) soit par les fumiers (lapins domestiques), soit de toute autre manière.

transporter le virus myxomateux ([8]). Mais le rôle de ces derniers nous paraît très limité dans la propagation de l'épizootie actuelle car leur « rayon d'action » est relativement petit; de plus, ainsi que nous l'avons déjà fait remarquer ailleurs ([9]), la maladie s'est répandue en France durant l'hiver et au début du printemps dernier, pendant la période de l'année où il n'y a pas de moustiques.

Comme nous l'avons indiqué déjà, on peut soupçonner d'être des vecteurs du virus de Sanarelli, les *oiseaux* tels que les corbeaux, grands dépeceurs de cadavres et peut-être aussi les étourneaux que l'on suspecte fort, depuis longtemps, d'apporter le virus aphteux du continent jusque dans les îles britanniques.

Les *véhicules de toutes sortes*, depuis les voitures de ferme jusqu'aux automobiles, après avoir écrasé sur les routes, des lapins malades ou morts de myxomatose, peuvent emporter au loin et même par delà les mers (par exemple les automobiles anglaises de tourisme venant de France) des débris de cadavres chargés de virus.

L'*homme* lui-même peut se faire involontairement ou volontairement non seulement l'introducteur mais encore le propagateur de la maladie. N'a-t-on pas signalé dernièrement ([10]), un véritable trafic de lapins infectés? Des agriculteurs, désireux, eux aussi, de détruire sur le territoire de leur ferme les lapins de garenne causant des dégâts à leurs récoltes se sont procurés des animaux atteints de myxomatose et les ont transportés sur leurs terres. C'est ce qui expliquerait qu'après avoir eu son foyer initial dans le Centre de la France et après s'être propagée dans le voisinage immédiat, la maladie a été décelée simultanément dans les départements du Nord et du Midi, alors que les régions intermédiaires étaient encore indemnes.

La myxomatose ayant été identifiée, on se préoccupa de lutter contre elle, à l'aide de mesures sanitaires et également au moyen d'un *procédé de vaccination* basé sur des constatations expérimentales déjà anciennes, selon lesquelles l'inoculation de l'ultravirus du *fibrome infectieux de Shope* ([11]), affection très bénigne du lapin réputée jamais mortelle, rend cet animal réfractaire à la myxomatose. Des lapins d'expériences guéris du fibrome infectieux sont, d'après Shope, protégés contre l'infection myxomateuse provoquée par contact ou par inoculation ([12]). Le *vaccin* utilisé est préparé à partir de fibromes provoqués par l'inoculation de l'ultravirus fibromateux à des lapins. Les fibromes qui contiennent en plus ou moins grande quantité le virus sont extirpés et broyés. Le vaccin est constitué par la suspension du virus ainsi obtenu, dans un liquide glycériné. Il s'agit d'un virus-vaccin « vivant ». La vaccination consiste en une seule inoculation de ce virus-vaccin.

Depuis le début de cette année, des vaccinations en assez grand nombre ont été effectuées en France. Peut-être est-on passé un peu trop rapidement des expériences de laboratoire à la généralisation de la vaccination.

([8]) *Voir* à ce sujet, L. B. BULL, F. N. RATCLIFF et G. EDGARD, *XVe Congrès international Vétérinaire*, Stockholm, août, 1953.

([9]) G. RAMON, *Bull. Off. internat. des Epizooties*, 39, 1953, p. 588.

([10]) *Société de Médecine Vétérinaire pratique*, séance du 14 octobre 1953.

([11]) R. E. SHOPE, *Journ. Exp. Med.*, 56, 1932, p. 793 et 803.

([12]) R. E. SHOPE, *Proc. Exp. Biol. and Med.*, 38, 1938, p. 86.

Nous ne parlerons point, ici, de la *vaccination du lapin de garenne*, très difficile à réaliser et qui, à notre avis, est un leurre. Quant aux résultats de la *vaccination du lapin domestique*, ils s'avèrent très variables. D'après les données les plus optimistes 60 à 70 % des lapins seraient « immunisés » ([13]). En immunologie, une vaccination qui donne, en temps d'épizootie, cette proportion de sujets immunisés ou considérés comme tels, paraît insuffisante. On enregistre d'ailleurs des échecs complets. De plus, on signale que des *lapins bien que vaccinés présentent deux ou trois semaines après la vaccination des lésions de myxomatose* : abcès, escarres, etc. lésions qui contiennent en abondance le virus myxomateux et qui, de ce fait, risquent d'entretenir et de disperser la maladie ([14]). D'autre part, on a constaté chez certains animaux, à la suite de la vaccination contre la myxomatose à l'aide du virus fibromateux, des réactions locales, de véritables *fibromes* au point d'inoculation de ce virus-vaccin et aussi des fibromes de généralisation, ce qui tendrait à prouver que le virus de la fibromatose employé comme vaccin et tenu pour relativement inoffensif, peut acquérir un pouvoir pathogène plus élevé. On doit rappeler que Andrewes et Shope avaient observé, il y a déjà longtemps, chez des lapins d'expériences, une mutation du virus du fibrome infectieux ayant entraîné la formation d'une variante donnant des lésions beaucoup plus importantes que la souche originelle ([15]).

Ainsi, si la vaccination peut protéger, encore qu'imparfaitement et non sans inconvénients, certains clapiers pris isolément, elle n'a pu et ne peut endiguer et à plus forte raison supprimer l'épizootie de myxomatose; l'extension de la maladie, ces derniers temps, en France et dans les pays voisins le montre à l'évidence. A la date du 31 août dernier, on enregistrait en France des foyers de myxomatose dans 3909 communes (pour le lapin de garenne) et dans 3218 communes (pour le lapin domestique).

En *conclusion*, on peut dire qu'à l'heure présente, les nombreux problèmes scientifiques, techniques, économiques, que pose l'épizootie de myxomatose qui règne actuellement en Europe Occidentale et qui menace l'Europe entière sont loin d'être résolus et ils risquent de se compliquer encore. C'est pourquoi l'Office international des Epizooties a pris l'initiative de réunir incessamment, à Paris, une Conférence d'experts des pays les plus directement intéressés à cette maladie, afin d'étudier les mesures permettant de lutter contre elle avec une efficacité aussi grande que possible ([16]).

([13]) En réalité il ne s'agirait pas d'une véritable « immunité » mais d'une protection passagère due à des phénomènes d'interférence ou de prémunition. Cette protection lorsqu'elle est conférée s'établirait en quelques jours, elle ne durerait guère au delà de six mois, et seulement deux ou trois mois, d'après certains auteurs.

([14]) Au cours de ses expériences Shope avait constaté que chez les lapins guéris du fibrome infectieux, puis inoculés avec le virus myxomateux (par voie testiculaire), il n'y a pas destruction de ce dernier qui peut être transmis en série à d'autres lapins sans perdre son pouvoir d'infection mortelle pour le lapin normal (neuf). *Journ. Exp. Med.*, 63, 1936, p. 43.

([15]) ANDREWES et SHOPE, *Journ. Exper. Med.*, 63, 1936, p. 179.

([16]) Cette Conférence aura lieu à dater du 13 novembre.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Les fonctions hypercomplexes à n dimensions d'une variable hypercomplexe à p dimensions.* Note de M. **Maurice Fréchet.**

Pour arriver, à une application géométrique à la *théorie des surfaces*, l'auteur généralise sa définition précédente ([1]) des fonctions « para-analytiques », du cas où les nombres de dimensions, n, de la fonction et, p, de la variable, sont égaux, au cas où ils sont inégaux. Le cas où $n=3$, $p=2$ conduira à l'application géométrique.

Introduction. — Soit $\Phi(w)$ un nombre hypercomplexe à n dimensions dépendant d'un nombre hypercomplexe w à n dimensions.

Nous avons défini récemment ([1]) la dérivation de $\Phi(w)$ relativement à une règle déterminée de multiplication hypercomplexe.

Grâce à cette définition, nous avons pu étendre ([2]) à n dimensions un certain nombre de propriétés générales des fonctions analytiques classiques. Ce nombre s'est accru en distinguant parmi les fonctions considérées celles que nous avons appelées fonctions *paraanalytiques*.

Les résultats ainsi obtenus nous ont encouragé à poursuivre la généralisation en l'étendant au cas où les nombres de dimensions de la variable w et de la fonction $\Phi(w)$ ne sont pas nécessairement les mêmes.

Définition. — Soient $f_1, f_2, \ldots, f_n$, n vecteurs unitaires portés sur n axes; $e_1, \ldots, e_p$, p vecteurs unitaires portés sur p axes,

$$w = x_1 e_1 + \ldots + x_p e_p,$$
$$\Phi(w) = X_1(x_1, \ldots, x_p) f_1 + \ldots + X_n(x_1, \ldots, x_p) f_n.$$

Nous dirons que $\Phi(w)$ est *dérivable* pour $w = w_0 = x_{10} e_1 + \ldots + x_{p0} e_p$, *relativement* à la règle R ci-dessous si : 1° $X_1, \ldots, X_n$ sont différentiables pour $w = w_0$; 2° le quotient $d\Phi/dw$ est, pour $w = w_0$, indépendant de dw, *c'est-à-dire*, s'il existe un nombre hypercomplexe $\Phi'_1 f_1 + \ldots + \Phi'_n f_n$ — que nous représenterons par $\Phi'(w_0)$ — *indépendant* de $dx_1, \ldots, dx_n$ et tel que

$$d\Phi = \Phi'_{w_0} . dw, \tag{1}$$

la multiplication étant effectuée suivant la règle R, supposée de forme telle que

$$f_k . e_r = \sum_{h=1}^{n} a_{krh} f_h. \tag{2}$$

Et nous appellerons $\Phi'(w_0)$, la *dérivée* de $\Phi(w)$ pour $w = w_0$, *relativement* à la règle R.

([1]) *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1832.

([2]) *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 2191 et 2364.

Nous dirons que $\Phi(w)$ est *paraanalytique* relativement à la règle R pour $w = w_0$ si $\Phi(w)$ admet, au voisinage de w_0, une infinité de dérivées (successives) relativement à R.

Il est clair que la dérivée $\Phi'(w)$, relativement à R, d'une fonction paraanalytique relativement à R, pour $w = w_0$, est aussi paraanalytique relativement à R pour $w = w_0$.

Cas de $n = 3$, $p = 2$. Dans la suite, nous nous limiterons à ce cas, en vue d'une application géométrique qui sera présentée dans une seconde Note. [Car $X_1(x_1, x_2)$, $X_2(x_1, x_2)$, $X_3(x_1, x_2)$ peuvent être considérés comme déterminant une représentation paramétrique d'une surface].

Théorème I. — *Dans le cas* $n = 3$, $p = 2$, *pour qu'une fonction hypercomplexe* $\Phi(w)$ *soit paraanalytique pour* $w = w_0$, *relativement à une règle* R *de la forme* (2), *il faut et il suffit qu'au voisinage de* w_0 : 1° $\Phi(w)$ *ait au moins* Trois (³) *dérivées successives relativement à* R; 2° $\Phi(w)$ *soit indéfiniment différentiable.*

Théorème II. — Dans le même cas : $n = 3$, $p = 2$, *toute fonction hypercomplexe* $\Phi(w)$ *paraanalytique* pour $w = w_0$, relativement à une règle R de la forme (2), *peut être ramenée à l'une des dix formes canoniques du tableau ci-dessous* au moyen de transformations linéaires et biunivoques convenables effectuées sur X_1, X_2, X_3 d'une part, sur x_1, x_2, d'autre part.

Tableau.

$$w = x_1 e_1 + x_2 e_2,$$

$$\Phi(w) = X_1 f_1 + X_2 f_2 + X_3 f_3;$$

$$\text{I.}\begin{cases} \text{I}_a: & X_1 = \lambda, \quad X_2 = (a x_1 + b x_2 + a_1), \quad X_3 = (b x_1 + c x_2 + b_1), \\ \text{I}_b: & X_1 = \lambda, \quad X_2 = a x_1 + a_1; \quad X_3 = b x_1^2 + b_1 x_1 + M(x_2); \end{cases}$$

$$X_1 = A(x_1).\begin{cases} \text{II}: & X_2 = B(x_1) \begin{cases} \text{II}_a: & X_3 = C(x_2), \\ \text{II}_b: & X_3 = x_2 A'(x_1) + C(x_1), \\ \text{II}_c: & X_3 = C(x_1); \end{cases} \\ \text{III}: & X_2 = B(x_2), \quad X_3 = C(x_1 + x_2); \\ \text{IV}: & X_2 = x_2 A'(x_1) + B(x_1); \quad X_3 = C(x_2); \\ \text{V}: & X_2 = x_2 A'(x_1) + B(x_1); \quad X_3 = \frac{1}{2} x_2^2 A''(x_1) + x_2 B'(x_1) + C(x_1); \\ \text{VI}: & \begin{cases} X_2 + i X_3 = f(x_1 + i x_2), \\ f(z) \text{ fonction analytique de } z \text{ pour } z = x_{10} + i x_{20}; \end{cases} \\ \text{VII}: & X_1 = a x_1 + a_1, \quad X_2 = a x_2 + a_2, \quad X_3 = b x_1 + M(x_2). \end{cases}$$

Dans ce tableau, les fonctions $A(x_1)$, $B(x_1)$, $C(x_2)$, ... doivent être supposées indéfiniment dérivables pour $x_1 = x_{10}$, $x_2 = x_{20}$.

(³) Ce nombre peut être réduit dans la plupart des cas. *Voir* la remarque I dans la suite.

Remarque. — I. Dans le théorème I, le nombre de dérivations exigé, peut être réduit à deux dans les cas I_a et VII, et à une seule dans les cas II à VI; c'est dans le cas I_b seulement qu'il en faut trois.

II. Les transformations mentionnées ci-dessus se traduisent par des transformations similaires de Φ'_1, Φ'_2, Φ'_3, de f_1, f_2, f_3, de e_1, e_2. Il en résulte des formes canoniques (correspondant aux dix formes canoniques du tableau ci-dessus) pour $\Phi'(w)$, pour la règle R de multiplication et pour les équations aux dérivées partielles qui lient X_1, X_2, X_3. Pour abréger, nous reporterons ces autres formes canoniques à un mémoire plus détaillé.

M. **Elias Melin** adresse en hommage à l'Académie quatre tirages à part des Notes suivantes : 1° *Physiology of Mycorrhizal relations in Plants;* 2° *Transfer of Radioactive Phosphorus to Pine Seedlings by Means of Mycorrhizal Hyphæ;* 3° *Transport of Labelled Nitrogen from an Ammonium Source to Pine Seedlings through Mycorrhizal Mycelium;* 4° *Transfer of Labelled Nitrogen from Glutamic Acid to Pine Seedlings through the Mycelium of* Boletus variegatus (*Sw.*) *Fr.*; ces trois dernières en collaboration avec M. Harald Nilsson.

Les Ouvrages suivants sont présentés :

par M. **Émile Borel** : *Théorie des fonctions aléatoires,* par André Blanc-Lapierre et Robert Fortet. Préface de M. Georges Darmois;

par M. **André Danjon** : Observatoire de Paris. *Atlas de profils lunaires,* par Th. Weimer.

DÉSIGNATIONS.

M. **Pierre-Paul Grassé** est désigné pour représenter l'Académie au **XIe Congrès Ornithologique International** qui aura lieu à Bâle, du 29 mai au 5 juin 1954.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *The Catalogue of Kyushu University* (Fukuoka).

2° Congrès géologique international. XIXe Session, Alger, 1952. *Livrets guides des excursions au Maroc.*

ALGÈBRE. — *Analyse harmonique dans les groupes localement compacts. II.* Note (*) de M. SHIN-ICHI MATSUSHITA, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Applications des résultats établis dans une Note précédente (¹), formules généralisées de Plancherel, d'inversion de Fourier, de Parseval et, dans le cas général où un groupe est localement compact, mais n'est ni abélien ni unimodulaire.

Considérons un groupe G localement compact; en lui appliquant les Propositions et Théorème 1 de ma Note précédente (¹), on obtient :

THÉORÈME 2 (Formule de Plancherel). — *La somme directe* $H_0 = \Sigma \bigoplus L^{1,2}(G)/I_\varphi$ *(pour* $\varphi \in V_0$*) est aussi un espace pré-hilbertien relatif à* $(X_f, X_g)_H = \int_{V_0} (X_f, X_g)_\varphi d\varphi$ *et* $\|X_f\|_1^2 = (X_f, X_f)_H = f^\star f(e)$; *alors, en complétant* H_0 *pour cette norme, on obtient un espace hilbertien* H *qui est isométriquement isomorphe à* $L^2(G)$.

En effet, $f^\star f(e) = \int_G \overline{f(x^{-1})}\,\rho(x) f(x^{-1}e)\,dx = \int_G |f(x)|^2\,dx$.

3. $(B_C)_K$ est partout dense dans L_C, d'où si $f \to f_0$ (fortement) dans $L(G)$, $f \in (B_C)_K$ et $f_0 \in L_C$, alors $f(e) \to f_0(e)$ et de plus $\tilde{f} \to \tilde{f}_0$ uniformément sur V_0, puisque $|\tilde{f}(\varphi)| \leq \|f\|$ pour tout φ de V_0. En posant $f_x(\,.\,) = f(x^{-1})$, $f \in L_C$ entraîne $f_x \in L_C$ pour tout $x \in G$, et

$$f(x) = f_{x^{-1}}(e) = \int_{V_0} \tilde{f}_{x^{-1}}(\varphi)\,d\varphi\,;$$

si alors on pose $\varphi_{\tilde{f}}(x) = \tilde{f}_{x^{-1}}(\varphi)/\tilde{f}(\varphi)$ pour $\tilde{f}(\varphi) \neq 0$, ou bien $= 1$ pour $\tilde{f}(\varphi) = 0$, on a toujours $\tilde{f}_{x^{-1}}(\varphi) = \varphi_{\tilde{f}}(x)\tilde{f}(\varphi)$ pour tout x(²), d'où il vient

PROPOSITION 3. — *Pour* $\tilde{f} \in \tilde{L}_c$, *on a*

$$f(x) = \int_{V_0} \varphi_{\tilde{f}}(x)\tilde{f}(\varphi)\,d\varphi \qquad (\textit{Formule d'inversion de Fourier}).$$

THÉORÈME 3. — *Soit* P *l'application isométriquement isomorphe de* $L(G)$ *sur* H; *alors on a les relations, pour* f *quelconque de* $L^2(G)$,

$$Pf(\varphi) = l.\ e.\ m. \int_G \overline{\xi_\varphi(x)}\, f^\lambda(x)\,dx,$$

$$f(x) = l.\ e.\ m. \int_{V_0} \varphi_{\tilde{f}^\lambda}(x)\tilde{f}^\lambda(\varphi)\,d\varphi,$$

où $\tilde{f}^\lambda = Pf^\lambda$ *et* $f^\lambda \to f$ *(dans* $L^2(G)$*)* (³).

(*) Séance du 28 octobre 1953.

(¹) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 955. Nous renvoyons à cette Note dont nous conservons la terminologie et les notations.

(²) Si $\tilde{f}(\varphi) = 0$, alors $\tilde{f}_x(\varphi) = 0$ pour tout x, puisque I_φ est fermé.

(³) Le mot « l. e. m. », limite en moyenne, désigne la convergence forte dans l'espace hilbertien considéré.

THÉORÈME 4. — *On peut choisir* $\{f^{\lambda}\}$ *comme suit; pour une famille convenablement choisie d'ensembles compacts* $\{K_{\lambda}\}$, $f^{\lambda} = f^{K_{\lambda}}$ *qui est définie par* $f^{K_{\lambda}}(x) = f(x)$ *si* $x \in K_{\lambda}$ *et* $= 0$ *si* $x \in K_{\lambda}$; *par suite, on obtient encore*

$$\tilde{f}(\varphi) = l.\, \underset{\lambda}{e.}\, m. \int_{K_{\lambda}} \overline{\xi_{\varphi}(x)}\, f(x)\, dx.$$

4. Si G est abélien, $V_0 = \hat{G}$ et $\varphi_{\tilde{f}}(x) = \chi(x)$ (un caractère de G) pour tout $\tilde{f}$, $f \in L_c$; on a alors

$$\widetilde{f^{*}f}(\chi) = \iint_{G} \overline{f(x)}\, f(y)\, \chi(xy^{-1})\, dx\, dy = \overline{\tilde{f}(\chi)}\, f(\chi) = |\tilde{f}(\chi)|^2,$$

d'où $\|X_f\|_H^2 = \int_{\hat{G}} |\tilde{f}(\chi)|^2\, d\chi$, c'est-à-dire $H \subset L^2(G)$. En tenant compte du théorème de la dualité, on conclut que $H = L^2(\hat{G})$ et $L^2(G) \cong L^2(\hat{G})$ isométriquement; ce qui montre que nos extensions sont évidemment naturelles.

5. Appliquons ces constructions aux résultats classiques connus;

THÉORÈME 5 (Formule de Parseval). — *Si* $f \in L(G)$ *et* $g \in L_c$, *on a*

$$\int_{V_0} \widetilde{f^{*}g}(\varphi)\, d\varphi = \int_{G} \overline{f(x)}\, g(x)\, dx.$$

En effet, $f^{*}g$ est aussi $\in L_c$ et $f^{*}g(e) = \int_{G} \overline{f(x)}\, g(x)\, dx$; en particulier, si G est abélien et si l'on a $g(x) = \int_{\hat{G}} \tilde{g}(\chi)\chi(x)\, d\chi$ pour $\tilde{g} \in L(\hat{G})$, alors $g \in L_c$ et $\widetilde{f^{*}g}(\chi) = \overline{\hat{f}(\chi)}\, \hat{g}(\chi)$, d'où résulte

$$\int_{\hat{G}} \tilde{f}(\chi)\, \tilde{g}(\chi)\, d\chi = \int_{G} f(x)\, g(x)\, dx.$$

D'une façon générale, on voit que

$$\int_{V_0} \varphi_{\widetilde{f^{*}g}}(t)\, \widetilde{f^{*}g}(\varphi)\, d\varphi = \int_{G} \overline{f(x)}\, g(x^{-1}t)\, dx;$$

il en est une généralisation du théorème classique de « convolution ».

ALGÈBRE. — *Un critère d'irréductibilité des polynomes à coefficients entiers sur le corps des nombres rationnels.* Note de M. **MAURICE PARODI**, présentée par M. Henri Villat.

Les résultats relatifs à la localisation des valeurs caractéristiques d'une matrice dans le champ complexe permettent, ainsi que nous l'avons signalé, de trouver des critères d'irréductibilité des polynomes sur le corps envisagé (¹). Étant donné le polynome à coefficients entiers réels

$$f(x) = x^n + a_1 x^{n-1} + \ldots + a_{n-1} x + a_n,$$

(¹) M. PARODI, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 97.

nous avons montré, en nous appuyant sur un théorème de M. A. Brauer ([2]), que l'on pouvait établir très simplement le critère de M. O. Perron

$$|a_1| > 1 + \sum_{k=2}^{n} |a_k|. \tag{1}$$

Nous nous proposons de donner un critère valable dans le cas où le coefficient a_1 est nul, dans l'hypothèse $n \geqq 3$.

On sait qu'un polynome est irréductible si $(n-2)$ de ses zéros se trouvent dans le cercle-unité et si les deux autres, *imaginaires conjugués*, ont un module supérieur à un ([3]).

Considérons la matrice A, de forme classique, dont les valeurs caractéristiques sont les zéros de $f(x)$ et formons son carré; dans l'hypothèse $a_1 = 0$, cette matrice d'ordre n_1 s'écrit

$$A^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 & \ldots\ldots & 0 & 0 \\ \ldots\ldots & \ldots\ldots & \ldots\ldots & \ldots\ldots & \ldots\ldots & \ldots\ldots & \ldots\ldots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \ldots\ldots & 0 & 1 \\ -a_n & -a_{n-1} & -a_{n-2} & -a_{n-3} & \ldots\ldots & -a_2 & 0 \\ 0 & -a_n & -a_{n-1} & -a_{n-2} & \ldots\ldots & -a_3 & -a_2 \end{pmatrix}$$

et ses valeurs caractéristiques, qui sont les carrés dc celles de A, donc les carrés des zéros de $f(x)$, se situent dans le domaine formé par les circonférences

$$|z| \leqq 1 \qquad |a_2 + z| \leqq \sum_{k=3}^{n} |a_k|.$$

Or, nous savons que si le domaine des valeurs caractéristiques d'une matrice d'ordre n se décompose en domaines distincts $D_\nu (\nu \leqq n)$ formés chacun de N_ν circonférences qui peuvent être confondues $\left(\sum_N N_\nu = n\right)$, la matrice possède N_ν valeurs caractéristiques dans chacun des domaines D_ν ([4]).

Exprimons que la matrice A^2 a $(n-2)$ valeurs caractéristiques dans le cercle unité, les deux autres étant de module supérieur à l'unité; il suffit que l'on ait

$$|a_2| > 1 + \sum_{k=3}^{n} |a_k|. \tag{2}$$

Si les coefficients de $f(x)$ satisfont à cette relation, le polynome $f(x)$ aura manifestement $(n-2)$ zéros dans le cercle unité, les deux autres étant à l'extérieur de ce cercle.

([2]) A. Brauer, *Duke Math. J.*, **13**, 1946, p, 387.

([3]) O. Perron, *Journal de Crelle*, **132**, 1906, p. 288.

([4]) M. Parodi, *Mém. Sc. Math.*, **143**, p. 32, Paris, Gauthier-Villars, 1952.

Le polynome sera irréductible si, la condition (2) étant satisfaite, les deux zéros de module plus grand que un sont imaginaires conjugués.

Deux cas peuvent se présenter :

a. $a_2 > 0$; les deux valeurs caractéristiques de A^2 de module supérieur à 1 sont, ou imaginaires conjuguées, ou réelles et négatives; les zéros correspondants de $f(x)$ sont donc *imaginaires;* la condition (2) jointe à la relation $a_2 > 0$ assure donc l'irréductibilité du polynome.

b. $a_2 < 0$; la condition (2) étant satisfaite, le polynome sera irréductible, s'il ne change pas de signe dans les deux intervalles

$$\left(-\sqrt{-a_2-\sum_{k=3}^{n}|a_k|},\ -\sqrt{-a_2+\sum_{k=3}^{n}|a_k|}\right).$$

$$\left(\sqrt{-a_2-\sum_{k=3}^{n}|a_k|},\ \sqrt{-a_2+\sum_{k=3}^{n}|a_k|}\right).$$

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une extension à deux variables de la fonction de Mittag-Leffler.* Note de MM. **Pierre Humbert** et **Paul Delerue**, présentée par M. Henri Villat.

Le calcul symbolique permet d'obtenir très facilement, comme l'a montré l'un de nous ([1]) d'intéressantes propriétés de la fonction de Mittag-Leffler

$$E_\alpha(x)=\sum_m \frac{x^m}{\Gamma(m\alpha+1)}$$

dont l'image est particulièrement simple, puisque

$$E_\alpha(t^\alpha)\supset \frac{p^\alpha}{p^\alpha-1}.$$

ainsi que celles d'une fonction introduite et étudiée par R. P. Agarwal ([2]) comme généralisation à deux indices

$$E_{\alpha,\beta}(x)=x^{\frac{\beta-1}{\alpha}}\sum_m \frac{x^m}{\Gamma(m\alpha+\beta)}.$$

Nous avons pensé qu'il serait intéressant d'appliquer le calcul symbolique à deux variables à une fonction que l'on pourrait envisager comme extension à deux variables de la fonction de Mittag-Leffler. Considérons donc la fonction

$$\mathcal{E}_{\alpha,\beta}(x,y)=\sum_m\sum_n \frac{x^{m+\frac{\beta(n+1)-1}{\alpha}}\,y^n}{\Gamma[m\alpha+(n+1)\beta]\,\Gamma(n\beta+1)}$$

([1]) P. Humbert, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1467.

([2]) *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 2031.

qui peut s'écrire aussi

$$\mathcal{E}_{\alpha,\beta}(x, y) = \sum_n \frac{y^n}{\Gamma(n\beta+1)} \mathrm{E}_{\alpha,(n+1)\beta}(x).$$

Son image se trouvera facilement par les règles du calcul symbolique à deux variables

$$\mathcal{E}_{\alpha,\beta}(x^\alpha, y^\beta) \supset \frac{p^{\alpha+1} q^\beta}{(p^\alpha - 1)(p^\beta q^\beta - 1)}.$$

A l'aide de cette image, on peut indiquer diverses propriétés que nous nous proposons de développer ultérieurement. Nous nous contenterons de citer la relation intégrale suivante

$$\mathcal{E}_{\alpha,\beta}(x^\alpha, y^\beta) = \mathcal{E}_{2\alpha,\beta}(x^{2\alpha}, y^\beta) + \int_0^x \frac{(x-s)^{\alpha-1}}{\Gamma(\alpha)} \mathcal{E}_{2\alpha,\beta}(s^{2\alpha}, y^\beta)\, ds$$

et de noter que le procédé employé pour établir cette propriété permet d'obtenir pour la fonction de Mittag-Leffler, l'intéressant résultat

$$\mathrm{E}_\alpha(x) + \mathrm{E}_\alpha(-x) = 2\,\mathrm{E}_{2\alpha}(x^2)$$

qui généralise pour α quelconque la formule du cas $\alpha = 1$:

$$e^x + e^{-x} = 2\,\mathrm{ch}\, x.$$

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Contrainte turbulente pariétale.* Note de M. **Adalbert Oudart**, présentée par M. Maurice Roy.

Dans la méthode de Gruschwitz-Walz ([1]) concernant le calcul de la couche limite turbulente en fluide compressible, il est fait usage d'une formule, introduite vers 1947 pour exprimer *a priori* la contrainte turbulente pariétale ([2]).

Les résultats expérimentaux obtenus au cours des trois ou quatre dernières années, en particulier par Chapman et Kester ([3]) montrent que la formule utilisée doit être rectifiée.

Il s'ensuit une modification simple de la méthode précitée.

1. *Formule de la contrainte.* — Le mémoire de Chapman et Kester marque une étape qui paraît décisive dans la question de la contrainte turbulente, étape qui exige de réviser la méthode utilisée. Rappelons d'abord la formule postulée en 1947 (indices : *p*, paroi; *e*, écoulement sain)

$$(1) \qquad \frac{\mathcal{T}_p}{\rho_e \mathrm{k}_e^2} = 0{,}01255 \left(\frac{u_e \delta_2}{\frac{\mu_p}{\rho_e}} \right)^{-\frac{1}{4}}.$$

([1]) Ad. Oudart, *P. S. T. du Ministère de l'Air*, n° **223**, p. 50 à 60.

([2]) *Loc. cit.*, ([1]), p. 5-6.

([3]) *J. of Aer. Sci.*, **20**, n° **7**, juillet 1953, p. 441 à 448.

Les résultats expérimentaux conduisent, pour la couche-limite de plaque plane supposée partout turbulente, à une relation de la forme :

$$\frac{C_{fm}}{C_{fm\,incompressible}} = R(M_\infty), \tag{2}$$

C_{fm} étant le coefficient de frottement pariétal moyen en fluide compressible; M_∞ le nombre de Mach de l'écoulement uniforme ambiant.

La fonction $R(M_\infty)$ purement expérimentale est fournie par le tableau ci-après :

M_∞..........	0	1,5	2	3	4
R............	1	0,81	0,74	0,62	0,53

En évaluant $C_{fm\,incomp}$ par la relation de Blasius, en supposant un profil de distribution des vitesses de la forme :

$$\frac{u}{u_e} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{7}}$$

et en tenant compte des relations presque immédiates :

$$\frac{\delta_2}{\delta_{2\,incomp}} = \frac{C_T}{C_{T\,incomp}} = \frac{C_{fm}}{C_{fm\,incomp}},$$

valables dans le cas de la relation (2), on est conduit à la formule

$$\frac{\mathcal{C}_p}{\rho_e u_e^2} = 0{,}01255[R(M_e)]^{\frac{3}{4}}\left(\frac{u_2\delta_2}{\frac{\mu_e}{\rho_e}}\right)^{-\frac{1}{4}}, \tag{3}$$

qui remplace la formule (1), avec M_e substitué à M_∞ de $R(M_\infty)$ ci-dessus.

La formule (3) s'écrit encore :

$$\frac{\mathcal{C}_p}{\rho_e u_e^2} = 0{,}01255\,K(M_e)\,\mathcal{R}_{\delta_2}^{-\frac{1}{4}} \quad \text{avec} \quad \mathcal{R}_{\delta_2} = \frac{u_e\delta_2}{\frac{\mu_p}{\rho_e}} \tag{4}$$

et avec

$$K(M_e) = [R(M_e)]^{\frac{3}{4}}\left(\frac{\mu_e}{\mu_p}\right)^{\frac{1}{4}}.$$

2. *Modification de la méthode de Gruschwitz-Walz.* — En reprenant la P. S. T. 223 précitée, on constate que la relation d'impulsion de Karman ([4])

$$\frac{d\delta_2}{ds} + \delta_2\frac{1}{u_e}\frac{du_e}{ds}\left(\frac{\delta_1}{\delta_2} + 2 - M_e^2\right) = 0{,}01255\,\mathcal{R}_{\delta_2}^{-\frac{1}{4}}. \tag{5}$$

devient tout simplement

$$\frac{d\delta_2}{ds} + \delta_2\frac{1}{u_e}\frac{du_2}{ds}\left(\frac{\delta_1}{\delta_2} + 2 - M_e^2\right) = 0{,}01255\,K(M_e)\,\mathcal{R}_{\delta_2}^{-\frac{1}{4}}. \tag{6}$$

([4]) *Loc. cit.* ([1]), p. 54, formule (7.12).

Les raisonnements antérieurement appliqués à l'équation (5) restent immédiatement applicables à (6) en remplaçant le coefficient 0,01255 par l'expression 0,01255 $K(M_e)$.

En suivant pas à pas la P. S. T. 223 on est conduit à la formule

$$(7)\qquad \frac{z_i}{z_{i-1}} = \frac{F_{i-1}}{F_i} + \frac{1}{F_i}\,\frac{0{,}0157}{z_{i-1}}\int_{s_{i-1}}^{s_i} KF\,ds$$

au lieu de ([5])

$$(8)\qquad \frac{z_i}{z_{i-1}} = \frac{F_{i-1}}{F_i} + \frac{1}{F_i}\,\frac{0{,}0157}{z_{i-1}}\int_{s_{i-1}}^{s_i} F\,ds.$$

Si l'on prend pour K, une valeur moyenne K_i dans l'intervalle d'intégration l'équation (7) se réduira à (8) à condition d'y remplacer z_i, z_{i-1} par $\zeta_i = z_i/K_i$ et $\zeta_{i-1} = z_{i-1}/K$.

On aura ainsi la formule

$$(9)\qquad \frac{\zeta_i}{\zeta_{i-1}} = f + \frac{\Delta s}{\zeta_{i-1}}\varphi.$$

où f et φ sont les fonctions de la P. S. T. 223.

ζ se calculera ainsi par l'abaque de Walz ([6]); et l'on déterminera ensuite l'épaisseur d'impulsion δ_2 le long du profil sans difficulté, d'où la résistance de frottement.

AÉRODYNAMIQUE. — *Profils de vitesse de couche limite le long d'une plaque plane en fluide compressible.* Note de MM. **Gérard Gontier** et **André Martinot-Lagarde**, présentée par M. Joseph Pérès.

L'auteur montre que les profils de vitesse dans la couche limite, laminaire ou turbulente, le long d'une plaque plane sont, jusqu'au nombre de Mach d'approche 0,8 et pour de faibles taux de variation du nombre de Mach le long de la plaque, identiques aux profils obtenus en fluide incompressible.

Continuant l'étude de l'influence de la compressibilité sur la distribution des vitesses dans la couche limite le long d'une plaque plane ([1]), nous avons fait des essais à nombre de Mach d'approche $M_0 \leq 0{,}8$ et avec variation linéaire du nombre de Mach M le long de la frontière de la couche limite. Nous calculons la vitesse locale v à partir de la pression d'arrêt en supposant que la température d'arrêt est constante dans la couche limite.

([5]) *Loc. cit.* ([1]), p. 57, ligne 11. Pour la signification des symboles, il est nécessaire de se reporter à cette publication.

([6]) *Loc. cit.* ([1]), p. 90, pl. IV.

([1]) G. Gontier, *La Recherche Aéronautique*, 24, 1951, p. 3.

A chaque abscisse x à partir du bord d'attaque, nous formons les rapports entre les vitesses v et la vitesse V à la frontière de la couche limite et les rapports entre les distances y à la plaque et la distance Δ telle que pour $y = \Delta$ on ait $v/V = 0{,}722$: la convention fixant Δ est choisie de façon que la pente de la courbe $v(y)$ en $y = \Delta$ ne soit ni trop grande ni trop petite; de plus Δ a une signification simple : en fluide incompressible, dans une couche limite turbulente établie, Δ est égal à l'épaisseur de déplacement δ_1. L'expérience donne Δ avec une précision plus grande que les différentes épaisseurs introduites usuellement, l'épaisseur de la couche limite, ou bien la distance δ à laquelle $v/V = 0{,}99$, ou même l'épaisseur δ_1 bien qu'obtenue par intégration.

La plaque se trouvait dans la chambre d'expériences d'une soufflerie sonique à parois réglables ([2]). Nous avons pris soin que, le long du nez de la plaque, la vitesse croisse toujours à partir du bord d'attaque. L'expérience nous a montré qu'on peut prendre un nez ogival à profil symétrique formé par deux arcs de cubique $\eta = a\xi^3$: il suffit que le rapport de la hauteur de l'ogive à l'épaisseur de la plaque soit supérieur à 8.

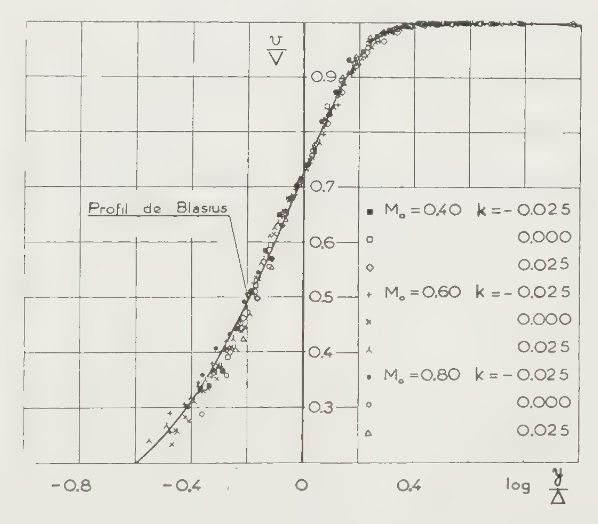


Fig. 1. — Couche limite laminaire. k est la valeur pour $x = 100$ mm du paramètre sans dimension $(x/M_0)(dM/dx)$.

La sonde d'exploration de la pression d'arrêt avait un orifice de $0{,}05 \times 1$ mm; on faisait varier y grâce à une came logarithmique qui glissait le long de la plaque; on avait alors sur y une précision relative acceptable même pour y petit : $dy/y \leq 0{,}01$ pour $y > 1$ mm, $dy/y \leq 0{,}05$ pour $0{,}3 < y < 1$ mm. Le dispositif conduit directement à représenter v/V en fonction de $\log(y/\Delta)$.

En régime laminaire établi, le profil de vitesse (*fig.* 1) et la loi de variation

([2]) A. Martinot-Lagarde et G. Gontier, *Comptes rendus*, **232**, 1951, p. 2288.

de δ en fonction de x que nous avons observés sont d'accord avec les résultats de Blasius ([3]) en fluide incompressible.

Nous avons déclenché la transition plus en amont en produisant une agitation notable de l'écoulement hors de la couche limite. En régime turbulent établi,

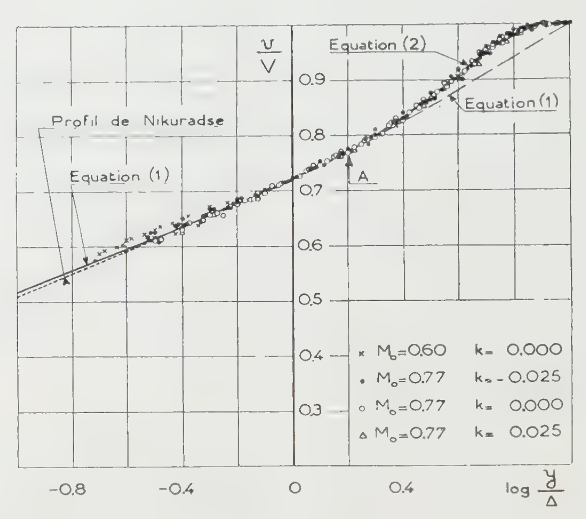


Fig. 2. — Couche limite turbulente. A est le point de raccordement des équations (1) et (2).

nous avons obtenu un profil unique (*fig.* 2), très voisin du profil dit « universel » de Nikuradse ([4]) en fluide incompressible, et bien représenté par les deux arcs suivants :

pour $y/\Delta \leqq 1,6$:

$$\frac{v}{V} = 0,722\left(\frac{y}{\Delta}\right)^{\frac{1}{7}}; \tag{1}$$

pour $1,6 \leqq y/\Delta \leqq 7,95$:

$$\frac{v}{V} = 1 - 0,00565\left(7,95 - \frac{y}{\Delta}\right)^{2}; \tag{2}$$

(1) est la distribution donnée initialement par Prandtl ([5]) pour la couche limite. (2) est du type de la distribution donnée par Bazin ([6]) pour les canaux à section rectangulaire ; il y a même bon accord numérique entre nos résultats sur la couche limite et ceux de Bazin sur les canaux très larges.

([3]) *Z. Math. Phys.*, **56**, 1908, p. 1-37.

([4]) *Z. W. B. D. V. L.*, 1942, Traduction G. R. A., n° **644**.

([5]) *Aerod. Vers. Anst. Göttingen*, **3**, 1927, p. 1.

([6]) *Mém. Acad. Sc.*, **19**, 1865, p. 26, 228 et 233.

RADIO-ASTRONOMIE. — *Vérification à l'aide d'un radar de l'altitude de disparition des traînées météoriques dont le radiant est connu.* Note de M. **Pierre Volmer**, présentée par M. Pierre Lejay.

On sait que la réflexion sur les traînées météoriques des ondes radio-électriques de fréquence supérieure à 60 Mc est spéculaire ([1]), ([2]). A une heure donnée, les météores d'un même essaim décrivent des trajectoires parallèles à la direction de leur radiant. Si l'on utilise une même station S comme émettrice et réceptrice (*fig.* 1) les points où se produiront les échos

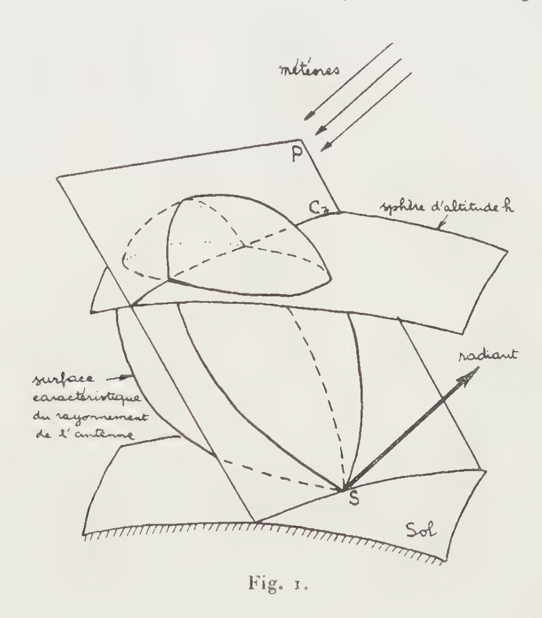


Fig. 1.

observés seront dans le plan P passant par S et normal à la direction du radiant. Si, en outre, toute trace d'ionisation météorique disparaît à une altitude h, les points de réflexion les plus rapprochés de S seront sur l'arc de cercle C, intersection de P et de la sphère d'altitude h. En fait, l'aérien utilisé étant directif, les plus proches échos observables seront sur la partie de C intérieure à la surface caractéristique du rayonnement ([3]), ([4]). Connaissant celle-ci et la position du radiant, c'est-à-dire de P, à une heure donnée, on peut calculer la distance d_m des plus proches échos théoriquement observables. Comme le radian, participe au mouvement diurne, d_m varie avec le temps. En comparant les courbes représentatives des variations de d_m en fonction du

(1) J. A. Pierce, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, **26**, 1938, p. 892.

(2) J. S. Hey et Stewart, *Proc. Phys. Soc.*, **49**, 1947, p. 858.

(3) J. A. Clegg, *Phil. Mag.*, 7e série, **39**, 1948, p. 577.

(4) A. C. B. Lovell et J. A. Clegg, *Radio Astronomy*, Londres, 1952.

temps, tracées pour diverses valeurs de l'altitude minima h d'évanouissement des traînées, aux plus proches échos réellement observés on déduit la valeur de h la plus probable.

Les observations s'étendent de la période du 11 au 13 août 1952 (essaim des Perséides), avec interruption lorsque la position du radiant ne permettait pas de mesures. La station de radar (ancien radar de surveillance de la marine) est installée à l'Observatoire de Meudon. Ses caractéristiques sont les suivantes : longueur d'onde : 4 m; puissance en crête : 100 kW environ; fréquence de récurrence des impulsions : 250 c.s^{-1}; durée des impulsions : 8 μs; aérien Chireix-Mesny, direction principale du rayonnement : azimut Est, hauteur : 37°; gain total : 16 dB environ; ouverture à 3 dB : 15° environ de part et d'autre de la direction privilégiée; polarisation verticale.

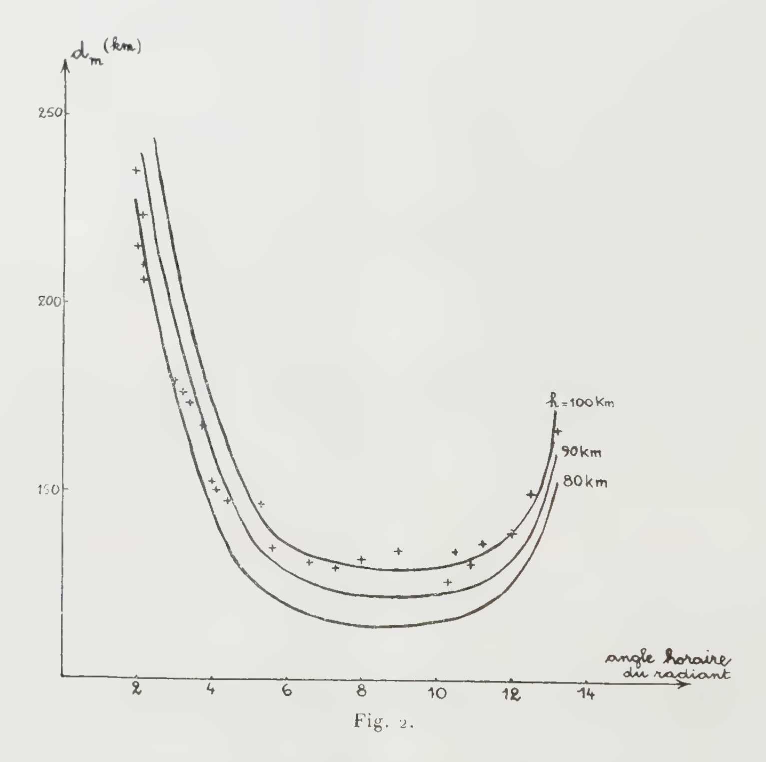


Fig. 2.

La figure 2 représente en fonction de l'angle horaire du radiant et pour une période de temps ramenée à un jour :

1° La distance calculée d_m des plus proches échos théoriquement observables pour trois valeurs de l'altitude h où la densité d'ionisation météorique est inférieure à la densité de coupure relative à la fréquence employée (75 mégacycles)

2° les distances des plus proches échos observés.

On voit que l'altitude moyenne d'évanouissement des traînées se situe aux environs de 85 km. Elle décroît en même temps que la distance zénithale

du radiant. Ce résultat semblerait indiquer que les météores, pénétrant dans l'ionosphère sous l'incidence normale s'y enfoncent plus profondément. Il est d'autant mieux marqué que la distance des échos étant plus grande, l'affaiblissement du signal était plus grand. Il n'a pas été possible d'obtenir des résultats quantitatifs à ce sujet, la fréquence de récurrence trop élevée (250 cycles) ne permettant pas des portées suffisantes.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur un problème de la théorie de la chaleur et sa solution au moyen des transformations de Fourier et de Laplace.* Note de M[lle] **Huguette Delavault**, présentée par M. Henri Villat.

Nous utiliserons ici successivement une transformation de Fourier à deux variables par rapport aux variables d'espaces et une transformation de Laplace à une variable par rapport à la variable temps. Nous aurons ainsi

$$\varphi(u, v, w) = \int_0^\infty e^{-ut}\left[\frac{1}{2\pi}\iint_{-\infty}^{+\infty} e^{i(vx+wy)} f(t, x, y)\,dx\,dy\right]dt.$$

Nous noterons

$$\mathcal{F}_{xy}[f(t, x, y)] = F(t, v, w) \underset{t}{\supset} \varphi(u, v, w).$$

On sait qu'en général, on a

$$f(t, x, y) = \frac{1}{2\pi}\iint_{-\infty}^{+\infty} e^{-i(vx+wy)}\left[\frac{1}{2i\pi}\int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{ut}\varphi(u, v, w)\,du\right]dx\,dy.$$

A partir de ces formules, on a les expressions

$$\mathcal{F}_{xy}\left[\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}\right] = -v^2 F(t, v, w) \quad \text{en supposant } f \text{ et } \frac{\partial f}{\partial x} \text{ nuls pour } |x| \text{ infini},$$

$$\mathcal{F}_{xy}\left[\frac{\partial^2 f}{\partial y^2}\right] = -w^2 F(t, v, w) \quad \text{en supposant } f \text{ et } \frac{\partial f}{\partial y} \text{ nuls pour } |y| \text{ infini},$$

$$\frac{\partial F(t, v, w)}{\partial t} \underset{t}{\supset} u\varphi(u, v, w) - F(0, v, w),$$

$$\mathcal{F}_{xy}\left[f(x, y) \underset{\substack{-\infty \\ x}}{\overset{+\infty}{\star}} \underset{\substack{-\infty \\ y}}{\overset{+\infty}{\star}} g(x, y)\right] = F(v, w)\,G(v, w),$$

si

$$F(v, w) = \mathcal{F}_{xy}[f(x, y)], \qquad G(v, w) = \mathcal{F}_{xy}[g(x, y)]$$

et

$$f(x, y) \underset{\substack{-\infty \\ x}}{\overset{+\infty}{\star}} \underset{\substack{-\infty \\ y}}{\overset{+\infty}{\star}} g(x, y) = \frac{1}{2\pi}\iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi, \eta)\,g(x-\xi, y-\eta)\,d\xi\,d\eta.$$

Application. — Refroidissement d'un solide limité par deux plans parallèles $z = 0$, $z = l$. On a

$$(1) \qquad \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = \frac{\partial f}{\partial t} \qquad [f(t, x, y, z)].$$

On se donne les conditions aux limites : $f(0, x, y, z)$; $f(t, x, y, 0)$; $f(t, x, y, l)$. Ces fonctions sont supposées positives, bornées, continues en x, y, z, t quels que soient $-\infty < x < +\infty$, $-\infty < y < +\infty$, $0 < z < l$, $t > 0$, leurs dérivées $\partial f/\partial x$, $\partial f/\partial y$, $\partial^2 f/\partial x^2$, $\partial^2 f/\partial y^2$ étant bornées et telles que :

$$\frac{\partial f}{\partial x} = O\left(\frac{1}{x}\right) \quad \text{pour} \quad |x| \to \infty, \qquad \frac{\partial f}{\partial y} = O\left(\frac{1}{y}\right) \quad \text{pour} \quad |y| \to \infty.$$

Si l'on applique à (1) la transformation

$$\varphi(u, v, w, z) \underset{t}{\subset} \mathcal{F}_{xy}[t, x, y, z)],$$

on a

$$\frac{\partial^2 \varphi(u, v, w, z)}{\partial z^2} - (u + v^2 + w^2)\,\varphi(u, v, w, z) = -\,\mathrm{F}(0, v, w, z),$$

avec

$$\mathcal{F}_{xy}[f(0, x, y, z)] = \mathrm{F}(0, v, w, z),$$
$$\mathcal{F}_{xy}[f(t, x, y, 0)] \underset{t}{\supset} a(u, v, w), \qquad \mathcal{F}_{xy}[f(t, x, y, l)] \underset{t}{\supset} b(u, v, w).$$

Par un calcul analogue à celui effectué dans le cas du problême de révolution ([1]) et en remarquant que :

$$\mathrm{F}(0, v, w, \xi)\, e^{-(v^2+w^2)t} = \mathcal{F}_{xy}\left[f(0, x, y, \xi) \underset{x}{\overset{+\infty}{\underset{-\infty}{\star}}} \underset{y}{\overset{+\infty}{\underset{-\infty}{\star}}} \frac{e^{-\frac{x^2+y^2}{4t}}}{2t} \right],$$

on trouve

$$f(t, x, y, z) = \frac{2}{l}\int_0^l \left[\sum_1^\infty e^{-\frac{n^2\pi^2 t}{l^2}} \sin\frac{n\pi\xi}{l} \sin\frac{n\pi z}{l} f(0, x, y, \xi) \underset{x}{\overset{+\infty}{\underset{-\infty}{\star}}} \underset{y}{\overset{+\infty}{\underset{-\infty}{\star}}} \frac{e^{-\frac{x^2+y^2}{4t}}}{2t} \right] d\xi$$
$$- \frac{1}{l}\int_0^t \frac{\partial\theta_4}{\partial z}\left(\frac{z}{2l}, \pi^2\frac{t-\mu}{l^2}\right) f(\mu, x, y, l) \underset{x}{\overset{+\infty}{\underset{-\infty}{\star}}} \underset{y}{\overset{+\infty}{\underset{-\infty}{\star}}} \frac{e^{-\frac{x^2+y^2}{4(t-\mu)}}}{2(t-\mu)}\, d\mu$$
$$+ \frac{1}{l}\int_0^t \frac{\partial\theta_4}{\partial z}\left(\frac{l-z}{2l}, \pi^2\frac{t-\mu}{l^2}\right) f(\mu, x, y, 0) \underset{x}{\overset{+\infty}{\underset{-\infty}{\star}}} \underset{y}{\overset{+\infty}{\underset{-\infty}{\star}}} \frac{e^{-\frac{x^2+y^2}{4(t-\mu)}}}{2(t-\mu)}\, d\mu$$

On montre qu'étant données les hypothèses énoncées au début, $f(t, x, y, z)$ satisfait à (1) et aux conditions aux limites. On est amené pour cela à montrer que $f(0, x, y, z)$ étant continue en x et y on a

$$\lim_{t\to 0} f(0, x, y, z) \underset{x}{\overset{+\infty}{\underset{-\infty}{\star}}} \underset{y}{\overset{+\infty}{\underset{-\infty}{\star}}} \frac{e^{-\frac{x^2+y^2}{4t}}}{2t} = f(0, x, y\, z).$$

([1]) *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 2484.

La formule finale de cette Note est à rectifier comme suit : Première ligne, $\frac{2}{l}$ au lieu de $\frac{2}{e}$, $\sin\frac{n\pi\xi}{l}$ au lieu de $\sin\frac{n\pi\zeta}{l}$; deuxième et troisième lignes, sous le signe $\frac{\partial\theta_4}{\partial z}$ on a : $\frac{z}{2l}$ et $\frac{l-z}{2l}$ au lieu de $\frac{z}{u}$ et $\frac{l-z}{u}$.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Probabilités respectives de l'annihilation d'un positron avec un électron 3d ou avec un électron libre du cuivre.* Note de MM. **Jacques des Cloizeaux** et **Georges Ambrosino**, présentée par M. Maurice de Broglie.

La valeur moyenne de la quantité totale de mouvement p (ou de son carré) d'un électron et d'un positron qui s'annihilent dans le cuivre a été mesurée ([1]).

$$\overline{\left(\frac{p}{mc}\right)} = 8,4.10^{-3}, \qquad \overline{\left(\frac{p}{mc}\right)^2} = 9,9.10^{-5}.$$

Si l'énergie cinétique du positron était nulle, et s'il s'annihilait avec un électron de conductibilité, les valeurs, déduites de la statistique de Fermi, seraient

$$\overline{\left(\frac{p}{mc}\right)} = 3,94.10^{-3}, \qquad \overline{\left(\frac{p}{mc}\right)^2} = 1,65.10^{-5}.$$

Le désaccord est réduit, mais non supprimé lorsqu'on associe au positron une fonction d'onde s'annulant à l'intérieur de sphères convenables centrées sur les noyaux ([2]).

Dans le présent travail, on se propose d'abord de calculer approximativement les probabilités d'annihilation du positron avec un électron libre et avec les électrons de la couche 3d du cuivre, puis d'apprécier les quantités de mouvement des deux particules. Le problème est traité en coordonnées sphériques. La cellule élémentaire est remplacée par une sphère (rayon R) de même volume centrée sur le noyau. On impose, en outre, à toutes les grandeurs caractéristiques de présenter un extremum sur cette surface sphérique ([3]).

La probabilité d'annihilation ([4]) est proportionnelle à

$$\text{(1)} \qquad \mathrm{P} = \left| \int \Phi\Phi' \exp\left(\frac{-i\vec{p}.\vec{r}}{\hbar}\right) dv \right|^2$$

Φ et Φ' étant les fonctions d'onde du positron et de l'électron.

1° *Fonction d'onde* Φ'_1 *d'un électron de la couche* 3d. — On utilise les fonctions hydrogénoïdes $f(r)h(\theta)g(\varphi)$ convenant à la couche 3d, compte tenu de l'effet d'écran (Z effectif du noyau = 7,5).

La condition de l'extremum est observée en remplaçant $f(r)$ par

$$\mathrm{F}(r) = f(r) + f(2\mathrm{R} - r).$$

([1]) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 708; Du Mond, etc., *Phys. Rev.*, 75, 1949, p. 1226.

([2]) de Benedetti, *Phys. Rev.*, 77, 1950, p. 205.

([3]) Adaptation de la méthode de Wigner et Seitz.

([4]) Heitler, *Quantum theory of radiation*, Oxford University Press.

2° *Fonction d'onde* Φ *du positron.* — La densité électrique au voisinage de la surface sphérique est représentée par un développement

$$\mu = \mu_0 + \mu_2 u^2$$

en fonction de la variable auxiliaire $u = (2Z/3a_0)(R - r)$ (a_0, rayon de la première orbite de Bohr).

La grandeur μ est la somme de la densité due à l'électron libre et de celle due aux dix électrons de la couche $3d$, cette dernière étant calculée à l'aide de $F(r)$.

Par la formule de Poisson, on déduit le potentiel électrique

$$V = V_2 u^2 + V_3 u^3 + V_4 u^4.$$

Enfin le positron se trouvant dans un état S, sa fonction d'onde est écrite sous la forme

$$\Phi = \exp(-au^2 - bu^3 - cu^4 - du^5)$$

dont les coefficients déterminés par l'équation de Schrödinger sont

$$a = 1,16.10^{-2}, \qquad b = 5,78.10^{-4}, \qquad c = 1,91.10^{-5}, \qquad d = 4,46.10^{-6}.$$

3° *Probabilités d'annihilation.* — Dans la couche $3d$, deux électrons sur dix participent en moyenne à l'annihilation. En effet, classons les orbitales $3d$ suivant les valeurs du moment cinétique autour d'un axe parallèle à la quantité de mouvement. Une fonction d'onde $3d$ contient le facteur $\exp(im\varphi)$ (φ, deuxième angle d'Euler) qui annule l'intégrale (1) sauf si $m = 0$.

Dans ce dernier cas, on simplifie le calcul de la formule (1) en posant que la densité de probabilité est $|\Phi'_1|^2 |\Phi|^2$, expression rigoureuse pour les ondes monocinétiques. En résumé, la probabilité d'annihilation Π_1 dans la couche $3d$ est proportionnelle à $2\int |\Phi'_1|^2 |\Phi|^2 \, dv$, celle Π_2 avec l'électron libre de fonction d'onde (plane) Φ_2 à $|\Phi_2|^2 \int |\Phi|^2 \, dv$. Les valeurs trouvées sont :

$$\Pi_1 = 0,56, \qquad \Pi_2 = 0,44.$$

4° *Calcul des quantités de mouvement.* — Nous avons déjà cité celle de l'électron libre $\overline{(p_2/mc)^2} = 1,66.10^{-5}$. Celle du positron se calcule aisément $\overline{(p_0/mc)^2} = 1,48.10^{-5}$.

Dans le cas de l'électron lié, on doit remarquer que son énergie cinétique est petite là où la probabilité de présence du positron est grande.

Nous avons posé

$$\overline{(p_1/mc)^2} = \frac{\hbar^2 \int |\Phi|^2 \, |\operatorname{grad} \Phi'_1|^2 \, dv}{\int |\Phi|^2 \, |\Phi'_1|^2 \, dv}$$

et avons trouvé $15,96.10^{-5}$.

Conclusion. — Le résultat $p^2 = \Pi_1 p_1^2 + \Pi_2 p_2^2 + p_0^2$ est $\overline{(p/mc)^2} = 11,1 . 10^{-5}$ qui diffère de la valeur mesurée d'une quantité égale aux erreurs expérimentales.

RADIOÉLECTRICITÉ. — *Prévision de la propagation ionosphérique pour les distances supérieures à 10 000 km.* Note de M. **Ewald Harnischmacher**, présentée par M. Jean Cabannes.

Une nouvelle méthode a été conçue qui est le développement logique de la méthode analytique déjà appliquée.

Pour le calcul de la propagation de l'onde d'espace, Rawer [1] a introduit le principe de la comparaison de tous les parcours possibles. Cette méthode analytique du S.P.I.M. semble être vérifiée pour les courtes et moyennes distances. Pour une distance inférieure à 2000 km il est en général suffisant de considérer les parcours 1 × E, 2 × E, 1 × F, 2 × F, 3 × F. De jour dans le cas des distances supérieures à 3 000 km, on considère surtout les parcours multiples réfléchis par la couche F, étant donné que les parcours par E nécessiteraient un grand nombre de bonds et par conséquent, une forte absorption. Il y a quelques années, l'importance des parcours en M pour certains cas de propagation a été remarquée par Lepechinsky [2]. En même temps [3] on a trouvé que des parcours mixtes du type $m\mathrm{F} + n\mathrm{E}$ doivent se produire régulièrement au lever et au coucher du soleil dans les trajets Est-Ouest. Après l'introduction de ces parcours dans le calcul des prévisions la concordance entre ces dernières et les observations des QSA s'est trouvée nettement améliorée.

Nous avons l'impression que l'importance des parcours mixtes $m\mathrm{F} + n\mathrm{E}$ va en augmentant avec la distance au détriment des parcours classiques $m\mathrm{F}$. Pour les très grandes distances, il est suffisant de considérer seulement les parcours mixtes. Nous verrons par la suite que l'on obtient ainsi une généralisation logique de notre méthode analytique [1].

La gamme des fréquences utilisables est limitée vers le haut par la MUF, vers le bas par la LUF. La MUF est maxima pour les parcours très inclinés. Pour de tels parcours par F, l'absorption est aussi faible, mais l'occultation due à la couche E ou Es est très forte. En effet, la LUF des parcours très inclinés du type $m\mathrm{F}$ est effectivement donnée par l'occultation. Pour les petites et moyennes distances on peut actuellement supposer que les

---

(1) *Revue Scientifique*, 85, 1947, p. 234 et 361; rapport S. P. I. M.-R 7, 1948; *Wireless Eng.*, 29, 1952, p. 287.

(2) Note préliminaire n° 130 du L. N. R.; *Nature*, 165, 1950, p. 307.

(3) Rapport S. P. I. M.-R 8, 1950.

parcours du même type avec plus de bonds $(m+1)$F, $(m+2)$F, etc., se prêtent à la liaison sur les basses fréquences. Malheureusement ces parcours ont une MUF moins élevée et une absorption plus forte; ceci est dangereux, surtout dans le cas des distances plus grandes, où il existe le long du trajet un décalage important de l'heure locale. Or, suivant l'idée de Theissen, les parcours mixtes $n_1\mathrm{F}+n_2\mathrm{E}$ sont à considérer aussi. Dans chaque cas où il se produit une occultation à un certain endroit, il y existe une couche E ou Es ayant une ionisation suffisamment forte pour réfléchir l'onde en question sous l'angle correspondant. Dans un cas d'occultation du parcours F-F-F-F-F- il est fort probable qu'un autre parcours existe peut-être de la forme F-F-F-E-E-F qui évite l'occultation; son absorption est naturellement un peu plus forte parce qu'il y a deux pénétrations supplémentaires de la couche D.

La question des angles de départ est très différente suivant qu'il s'agit de moyennes ou de très grandes distances. Dans le cas d'une moyenne distance des angles nettement différents correspondent aux différents parcours; pour une grande distance au contraire, les angles varient peu. Si nous supposons que les couches sont horizontales chaque parcours correspond à un certain angle de propagation α_{r} qui est constant le long du parcours; c'est-à-dire que chaque réflexion sur la terre se fait sous le même angle. Pour obtenir une liaison entre deux positions données d'émetteur et de récepteur, il n'y a qu'un petit nombre d'angles possibles. Or ces différentes « valeurs propres » qui sont bien espacées dans le cas d'une moyenne distance, sont voisines pour les très grandes distances. Là ce sont surtout les angles rasants qui sont les plus favorisés à cause de la MUF; ce sont eux qui sont les plus intéressants pour les très grandes distances où l'absorption est toujours considérable.

Si l'on dispose d'un jeu de cartes d'ionisation (ou mieux de cartes MUF) mondiales, la MUF s'obtient très rapidement par un procédé graphique. Il convient de considérer aussi la réflexion par la couche sporadique Es. Pour obtenir l'influence de l'absorption on fait le calcul habituel dans les deux cas extrêmes pour une liaison exclusivement par bonds sur la couche F d'une part, et par bonds exclusivement sur E d'autre part. La LUF d'un parcours réel $m\mathrm{F}+n\mathrm{E}$ peut en être déduite par interpolation. La limite rencontrée d'habitude par l'occultation est effectivement éliminée si nous admettons les parcours mixtes; il s'y introduit seulement une absorption plus élevée.

Pour le calcul des liaisons à très grande distance ces circonstances nous permettent un certain nombre de simplifications par rapport aux moyennes distances.

Nous avons ainsi un procédé simple permettant la prévision pour le cas des parcours mixtes. Il en résulte que ces parcours sont nettement plus

intéressants pour les très grandes distances que pour les parcours classiques. En effet l'onde semble « se chercher » ainsi un parcours optimum qui est adapté aux conditions ionosphériques variables le long du parcours. Du côté « nuit » du globe la propagation se fait surtout par réflexion sur la couche supérieure F, du côté « jour » par réflexion sur la couche inférieure E.

Nous avons pu vérifier nos prévisions dans le cas d'une distance de 17 000 km par une expérience radio qui a donné parfaitement satisfaction.

DÉCHARGE DANS LES GAZ. — *Étude de la postluminescence de l'hélium excité en ondes centimétriques.* Note (*) de MM. **Joseph Janin** et **Ivan Eyraud**, transmise par M. Jean Cabannes.

L'intensité du spectre atomique de l'hélium excité par une impulsion d'onde centimétrique présente un maximum pendant l'impulsion et un second maximum en postluminescence. Les bandes de He_2 ne sont fortement excitées que dans la postluminescence. On a étudié pour différentes radiations l'influence de la pression et de la puissance, sur les courbes de décroissance de l'intensité lumineuse.

L'étude spectroscopique de la postluminescence de l'hélium excité par une décharge de haute fréquence a déjà fait l'objet de diverses publications. Herman (1) a comparé les spectres obtenus immédiatement après l'arrêt de la décharge et au bout de quelques millisecondes, et observé une influence considérable de la pression sur la répartition des intensités. Bayet (2) a déterminé la courbe donnant la variation de l'intensité lumineuse globale en fonction du temps, et a mis en évidence l'existence de deux maxima. Nous avons cherché à préciser ces derniers résultats en étudiant le spectre du rayonnement émis par l'hélium pendant et après la cessation du champ, ainsi que la variation au cours du temps de l'intensité des raies et des bandes les plus fortes constituant le spectre.

Le gaz est enfermé dans un ballon de 1 l, disposé à l'embouchure d'un cornet directif branché à un magnétron capable de fournir une puissance de 40 kW en pointe d'impulsion à une fréquence de répétition de 400 périodes/seconde. La longueur d'onde est de 3 cm et la durée d'impulsion de 2 μs. Le rayonnement est analysé à l'aide d'un monochromateur, auquel est associé un photomultiplicateur R. C. A. 1 P 21. On enregistre à l'oscillographe les courbes donnant l'intensité en fonction du temps.

Ces courbes dépendent de la radiation étudiée. On peut toutefois les classer en deux catégories. Les unes présentent un maximum accusé pendant l'impulsion, ainsi qu'un deuxième maximum plus ou moins accentué au début

(*) Séance du 28 octobre 1953.

(1) *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 2016.

(2) *Revue Scientifique*, **89**, 1951, p. 351; *Comptes rendus*, **232**, 1951, p. 612.

de la postluminescence (*fig.* 1); ce sont celles des raies. Les autres qui ont pour type la courbe représentée (*fig.* 2) correspondent aux bandes de He_2, dont l'intensité n'est vraiment appréciable qu'après la fin de la décharge. Les courbes en pointillé représentent la variation simultanée du champ excitateur.

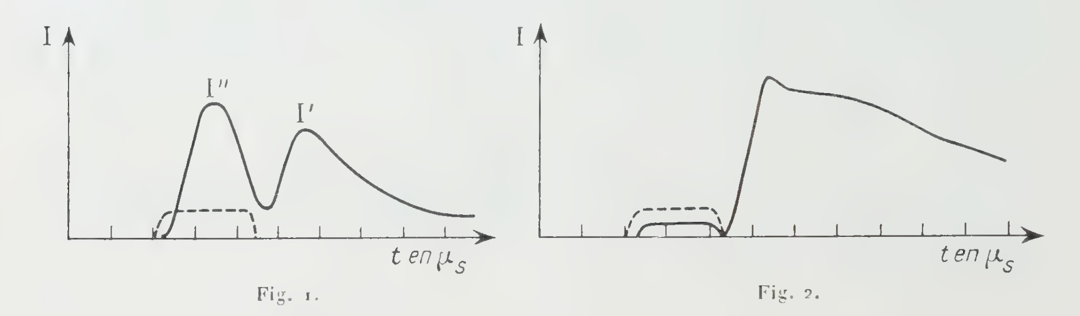


Fig. 1. Fig. 2.

Les principaux résultats concernant l'émission des raies atomiques sont les suivants :

1° Le maximum d'intensité de la postluminescence se produit au bout d'un temps θ variable avec la pression, mais pratiquement indépendant de la puissance mise en jeu et de la radiation considérée. Le produit $p\theta$, p étant la pression, qui dans les expériences de Bayet était constant, croît ici de 1 à 2, 3 lorsque la pression augmente de 0,9 à 15 mm.

2° La constante de temps τ (temps au bout duquel l'intensité lumineuse est réduite dans le rapport $1/e$) dépend à la fois de la pression et de la radiation étudiée. Elle varie approximativement en raison inverse de la racine carrée de la pression. Aux pressions voisines de 1 mm, τ croît en même temps que le niveau d'excitation dans une même série spectrale. Sous plus forte pression (15 mm) τ dépend par contre peu du niveau. Les constantes de temps des raies ($^3P^0 - {}^3D$) sont plus de deux fois supérieures à celles des raies correspondantes de la série ($^3S - {}^3P^0$).

3° Désignons par r le rapport des intensités maxima I' et I'' de la figure 1. Nous avons remarqué que r augmente avec la puissance utilisée et dépend également de la radiation considérée. Dans une même série spectrale, r croît en même temps que le niveau d'excitation, ce qui est en accord avec les observations spectroscopiques de Herman, et est plus élevé pour les raies ($^3P^0 - {}^3D$) que pour les raies ($^3S - {}^3P^0$).

La constante de temps τ des bandes est plus grande que celles des raies. A la pression de 15 mm par exemple, τ est voisin de 19 μs pour la bande $\lambda = 5\,733$ Å, ($^3\Delta_u \rightarrow {}^3\Pi_g$), alors que pour les raies de la série ($2p\,{}^3P^0 - md\,{}^3D$), il varie entre 4,2 et 5 μs lorsque m passe de 3 à 6. L'influence de la pression est identique à celle qui a été observée pour les raies atomiques. Enfin dans une même série de Rydberg ($np\pi\,{}^3\Pi_g \rightarrow 2\,s\sigma\,{}^3\Sigma_u^+$)$\tau$ croît en même temps que n.

L'existence d'un maximum d'intensité lumineuse 1 μs environ après la fin de

l'impulsion semble indiquer qu'un nombre important d'ions He_2^+ se forme pendant la décharge. L'émission du spectre de bandes serait alors due à la recombinaison des ions moléculaires et des électrons. Nous admettrons également que le mécanisme de formation des ions He_2^+ est pour la plus grande partie celui de Bates ([3]), soit

$$He^+ + He + He \rightarrow He_2^+ + He$$

et non celui d'Arnot et Mc Even ([4]) à partir des atomes métastables car la durée très courte de la décharge ne permet vraisemblablement pas de réaliser dans nos expériences des concentrations importantes d'atomes métastables.

PHYSIQUE CORPUSCULAIRE. — *La diffusion des protons par le gaz résiduel dans le cosmotron à forte convergence.* Note de M. **Joseph Seiden**, présentée par M. Louis de Broglie.

On montre que la diffusion des protons accélérés dans un cosmotron à forte convergence donne naissance à des oscillations dont l'amplitude maxima est sensiblement plus importante que celle fournie par la théorie de Blachman-Courant pour le synchroton « correspondant » ordinaire, ceci étant dû à l'effet des secteurs magnétiques défocalisants.

Il est bien connu que la diffusion des protons par le gaz résiduel dans le cosmotron donne naissance à des oscillations dont l'amplitude va en croissant au cours d'un cycle accélérateur. C'est le carré moyen de l'amplitude maxima de ces oscillations que l'on se propose d'évaluer ici pour le cosmotron à forte convergence. Conformément à la théorie de la diffusion multiple d'une particule chargée par des atomes neutres, la section différentielle de choc pour la collision d'un proton avec un atome sera

$$(1)\quad d\sigma = \left(\frac{e^2 Z}{2mv^2}\right)^2 \frac{d\omega}{\sin^4\frac{\theta}{2}} \quad \text{pour } \frac{\bar\lambda}{a} < |\theta| < \frac{\bar\lambda}{b}, \qquad d\sigma \approx 0 \quad \text{pour } |\theta| < \frac{\bar\lambda}{a} \text{ ou } |\theta| > \frac{\bar\lambda}{b},$$

a et b sont les « rayons » respectivement de l'atome et du noyau diffuseurs, $\bar\lambda = \hbar/mv =$ longueur d'onde associée au proton accéléré, θ est l'angle de la direction du proton diffusé avec celle du proton incident.

1. Traitons par exemple les oscillations dans le plan vertical. Les trajectoires, à l'approximation adiabatique linéaire habituelle, peuvent y être représentées par $\begin{pmatrix} Z \\ Z' \end{pmatrix} = (M)\begin{pmatrix} Z_0 \\ Z'_0 \end{pmatrix}$ en fonction des conditions initiales Z_0, Z'_0, les dérivées étant prises par rapport à l'arc l de l'orbite d'équilibre, (M) étant

([3]) *Phys. Rev.*, **77**, 1950, p. 718.

([4]) *Proc. Roy. Soc. London*, S. A., **132**, 1931, p. 603.

une matrice carrée à quatre éléments. Une collision intervenant au point $\begin{pmatrix} Z \\ Z' \end{pmatrix}$ de la trajectoire du proton, on repartira de ce point avec les conditions nouvelles $\begin{pmatrix} Z \\ Z'+\theta \end{pmatrix}$, les angles considérés ici étant suffisamment petits pour permettre l'assimilation de la tangente à l'arc. On trouve ainsi qu'au bout de k révolutions comportant $q(k)$ collisions, l'amplitude des oscillations dues à cette diffusion est de la forme

$$(2)\qquad A(k) = a_1\theta_1 + \ldots + a_q\theta_q.$$

Comme d'après (1), $\overline{\theta_i} = 0$, il viendra pour le carré moyen $\overline{A^2}$ de l'amplitude des oscillations dues à la diffusion

$$\overline{A^2} = a_1^2\overline{\theta_1^2} + \ldots + a_q^2\overline{\theta_q^2} \approx \int a^2(l)\,\overline{\theta^2(l)}\,dl.$$

Supposons, pour fixer les idées, que notre cosmotron comporte N secteurs magnétiques dont la moitié focalisants F, l'autre moitié défocalisants D, les indices de variation radiale du champ magnétique linéaire étant respectivement $\pm n$. Nous pouvons alors évaluer $\overline{A^2}$ et le mettre sous la forme

$$\overline{A^2} = r\left(\frac{\sqrt{n}}{N}\right)\frac{R^2}{2n}\int_0^\infty \sum_p \overline{\theta^2(p,\,l)}\,M_p\sigma_p\,dl = r\left(\frac{\sqrt{n}}{N}\right)\overline{A_c^2}.$$

On suppose ici qu'il y a, par centimètre cube, M_p centres diffuseurs de nombre atomique Z_p, $\overline{\theta^2(p,\,l)}$ est le carré moyen de l'angle de diffusion dans le plan vertical, σ_p la section totale de choc pour les centres Z_p. R est le rayon de l'orbite d'équilibre. $\overline{A_c^2}$ est le carré moyen de l'amplitude des oscillations dues à la diffusion fourni par la théorie de Blachman-Courant, c'est ce que l'on obtiendrait en remplaçant dans le calcul de $\overline{A^2}$ les secteurs défocalisants D par des secteurs focalisants F. La fonction $r(\sqrt{n}/N)$ de comparaison entre le cosmotron à forte convergence et le cosmotron classique « correspondant » est tabulée ci-dessous

$\frac{\sqrt{n}}{N}$.	Déphasage φ.	$r\left(\frac{\sqrt{n}}{N}\right) = \frac{\overline{A^2}}{\overline{A_c^2}}$.
0,25	$\frac{\pi}{2}$	6,8
0,165	$\frac{\pi}{5}$	11,4

L'effet des secteurs défocalisants se manifeste en ce que $r(\sqrt{n}/N) > 1$.

On peut, comme dans le travail de Blachman-Courant, tenir compte de l'amortissement des oscillations betatroniques. $\overline{A^2}$ atteint alors son maximum $\overline{A^2_{max}}$ lorsque l'énergie T des protons est devenue égale à 4 fois l'énergie T_0

d'injection, et on trouve :

$$\overline{A}^2_{\max} = r\left(\frac{\sqrt{n}}{N}\right) 2\pi^2 R^3 e^4 \frac{1}{n}\frac{1}{T_0}\frac{1}{T_r}\sum_p M_p Z_p^2 \log\frac{a_p}{b_p} \qquad (3)$$

T_r étant le gain d'énergie par révolution.

2. Lorsque l'injection des protons se fait à haute énergie (≈ 50 MeV), les corrections relativistes conduisent à majorer légèrement l'expression (3) de $\overline{A}^2_{\max}$. Posant, pour le proton, $T/E = T/m_0c^2 = y$, on voit que l'expression (3) de $\overline{A}^2_{\max}$ doit être multipliée par

$$f(T_0) = 8y_0 \left\{ \frac{1}{(y^2+2y)_f^{\frac{1}{2}}} \left[\operatorname{Arg\,ch}(y+1) - \frac{y+1}{(y^2+2y)^{\frac{1}{2}}} \right]_{y=y_0}^{y=y_f} \right\}_{\max}, \qquad y_0 = \frac{T_0}{E}.$$

Le maximum de l'expression entre « accolade » devra, pour y_0 donné, être recherché en donnant à y_f des valeurs $> y_0$. Pour $T_0 = 50$ MeV, on trouve $f(T_0) \approx 1.1$.

3. D'après (2), les valeurs possibles de A, somme d'un grand nombre de $a_i\theta_i$ petits, seront distribuées en probabilité suivant une loi de Gauss. Cependant, la proportion $P(a)$ des protons pour lesquels $A < a$ est légèrement inférieure à

$$P'(a) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{\overline{A}^2_{\max}}} \int_0^a e^{\left(-\frac{x^2}{2\overline{A}^2_{\max}}\right)} dx$$

car un proton qui touche la paroi de la chambre à vide est perdu, mais l'expression $P'(a)$ montre que 90 à 95 % des protons seront conservés si l'on prend, dans le calcul des dimensions de la chambre, $A = 2\sqrt{\overline{A}^2_{\max}}$ pour amplitude de diffusion.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Le spectre β^+ et le rapport K/β^+ de ^{65}Zn.* Note (*) de Mlle **Tosiko Yuasa**, présentée par M. Frédéric Joliot.

On a étudié de nouveau la forme du spectre β^+ et le rapport K/β^+ de ^{65}Zn, à l'aide d'un spectromètre magnétique à focalisation 180° et d'un spectromètre à scintillation de INa(Tl). On a obtenu un spectre β^+ de forme permise jusqu'à 120 keV avec un léger excès de β^+ au-dessous de cette énergie. Le rapport $(K/\beta^+)_{\text{total}}$ obtenu par ces deux méthodes est respectivement 40 ± 5 et 42 ± 2.

Le spectre β^+ et le rapport K/β^+ de ^{65}Zn ont été étudiés par plusieurs auteurs ([1]); leurs résultats ne sont pas tous concordants. Pour les intérêts

(*) Séance du 28 octobre 1953.

([1]) Pour les références parues avant août 1952, *voir* R. Bouchez, *Physica*, **18**, 1952, p. 1188 ou T. Yuasa, *ibid.*, p. 1267 ou *Comptes rendus*, **235**, 1952, p. 366, M. Sakai et R. Hubert, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1249, P. Avignon, *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 157, J. F. Perkins et S. K. Haynes, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **28**, 1953, n° 5, p. 24.

théoriques et expérimentaux que présente ce noyau, nous avons repris cette étude en améliorant certaines conditions expérimentales que nous allons citer plus loin. Dans notre étude précédente, nous avons mesuré l'intensité des raies d'électrons Auger dus à la capture K pour évaluer la probabilité de capture K. Cette méthode est directe mais elle a besoin d'une source d'activité spécifique élevée et d'un compteur qui absorbe peu ces électrons mous pour obtenir une précision satisfaisante. Nous avons donc essayé d'obtenir une source d'activité spécifique élevée ([2]), et nous avons pu utiliser dans l'étude actuelle une source de 500 μC d'activité spécifique de 5 mC/mg montée sur une feuille de formvar de 40 $\mu g/cm^2$. Avec cette source nous avons mesuré le spectre β^+ et les raies d'électrons Auger à l'aide d'un compteur Geiger à bille dont la fenêtre était une feuille de formvar de 40 $\mu g/cm^2$. Le spectre β^+ mesuré par cette méthode a été perturbé dans la partie de faible énergie par les électrons secondaires parasites produits autour de la source par les γ de 1,114 MeV.

Pour éviter cet inconvénient nous avons utilisé un compteur à scintillation d'anthracène dont l'épaisseur était de 1 mm, accompagné d'un conduit de lumière de plexiglass, d'un préamplificateur, d'un photomultiplicateur de type Lallemand, d'un amplificateur linéaire et d'une échelle de 1000. Ce compteur est très efficace au-dessus de 50 keV mais au-dessous de cette énergie il y a un bruit de fond considérable et la mesure devient moins précise. Le spectre β^+ ainsi obtenu a une forme permise au-dessus de 120 keV avec un léger excès de β^+ au-dessous de cette énergie. La droite de Fermi (*fig.* 1) donne $E_{max} = 320 \pm 4$ keV.

D'après la comparaison de la surface du spectre β^+ obtenu avec le compteur à scintillation d'anthracène et normalisé dans la partie de grande énergie avec celui obtenu avec le compteur Geiger à bille et la surface des raies d'électrons Auger corrigé pour absorption dans la matière de la source et l'efficacité du compteur mesurée à l'aide du spectre β^- de ^{35}S, on obtient $(K/\beta^+)_{total} = 40 \pm 5$ en admettant le coefficient de fluorescence 0,36. La mesure des raies d'électrons Auger est très sensible à la masse superficielle de la source et l'imprécision de la mesure de cette masse superficielle très petite introduit une imprécision considérable dans les résultats.

Nous avons donc vérifié ces résultats par une autre méthode déjà utilisée ([3]) : comparaison de l'intensité de la raie γ d'annihilation de β^+ à celle de la raie γ de 1,114 MeV, à l'aide d'un spectromètre à scintillation de INa(Tl) ([4]), dont le cristal de INa a les dimensions suivantes : $\Phi = 2,3$ cm et $h = 2,8$ cm. On a mesuré des γ émis par ^{65}Zn, ^{60}Co et ^{22}Na montés sur des supports d'Ag de 2/10e de millimètre en sandwich, afin qu'on puisse arrêter tous les β^+ émis

---

([2]) T. Yuasa, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2498.

([3]) N. Perrin, *J. Phys. Rad.*, 14, 1953, p. 273.

([4]) M. Langevin, G. Allart et G. Corbé, *J. Phys. Rad.*, (à paraître).

par ^{65}Zn ou ^{22}Na et qu'on puisse localiser l'origine des γ d'annihilation. On a canalisé les rayons γ émis par ces sources avec un canaliseur de Pb revêtu de Cu dont le diamètre et la longueur sont respectivement 2 et 7 cm. Les sources sont placées à 7 cm devant la face de ce canaliseur. Avec le rapport de la hauteur des raies photoélectriques des γ de 1,28 MeV et d'annihilation

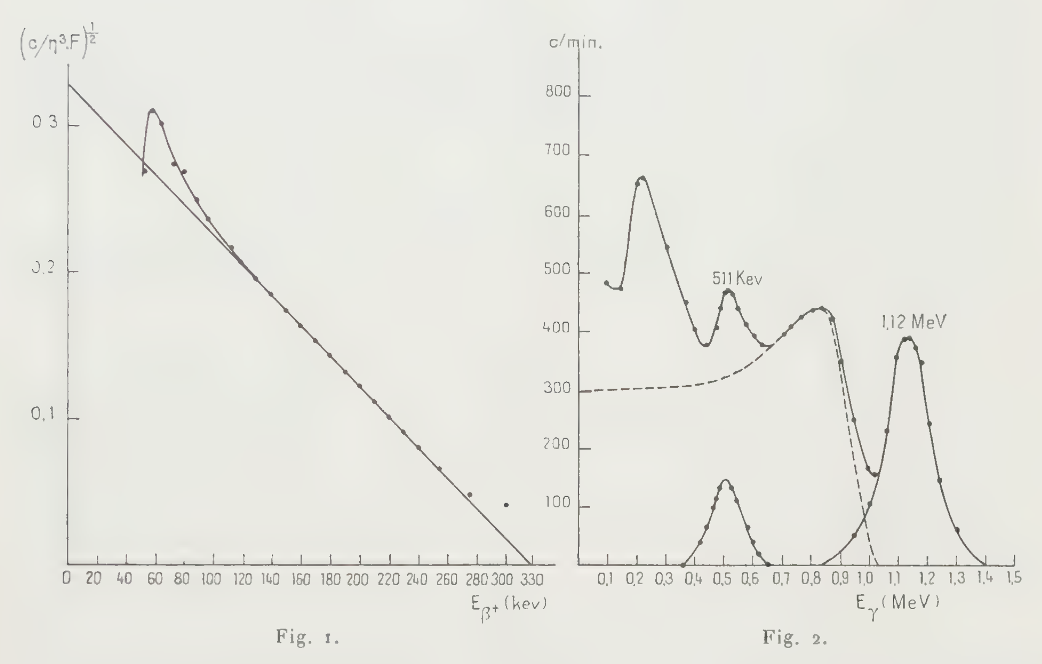


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Spectre β^+ de ^{65}Zn. Source de 500 μC de 800 μg/cm² sur une feuille de Formvar de 40 μg/cm².

Fig. 2. — Spectre des γ de ^{65}Zn.

des β^+ de ^{22}Na, 0,105 dans notre cas, et celles de 1,33 MeV et 1,17 MeV de ^{65}Co, 0,855, on obtient approximativement le rapport de l'efficacité du compteur à 1,114 MeV et à 0,51 MeV : 0,246. Avec ce rapport et celui de la hauteur des raies d'annihilation et de 1,114 MeV de ^{65}Zn mesuré directement (*fig.* 2), on obtient le rapport de l'intensité des γ de 1,114 MeV à celle des β^+ de ^{65}Zn : 21,3. En admettant le rapport d'embranchement de la capture d'électrons allant à l'état excité, 0,46, on obtient $(K+L/\beta^+)_{total} = 46,5 \pm 2$, et si l'on admet le rapport capture L/capture K = 0,092 ([5]), on obtient $(K/\beta^+)_{total} = 42 \pm 2$ ([6]). Il nous semble possible d'expliquer le désaccord avec les résultats de ([3]) par l'estimation différente de l'efficacité d'un compteur à scintillation de INa qui est très sensible aux conditions géométriques de

---

([5]) M. E. Rose et J. L. Jackson, *Phys. Rev.*, 76, 1949, p. 1540.

([6]) Si l'on admet 10% de capture K pour ^{22}Na (*Phys. Rev.*, 91, 1953, p. 909), l'efficacité relative des γ de 1,114 MeV par rapport de ceux de 0,51 MeV devient 0,222 et il en résulte $(K/\beta^+)_{total} = 46,5$.

mesure et à l'énergie des γ. $(K/\beta^+)_{total}$ obtenu est intermédiaire des valeurs théoriques pour une transition permise, 60, et celle de $\Delta J = 1$ et $\Delta I = 2,33$. Enfin nos résultats sont en accord avec les résultats obtenus par Good et al., Major, Zumwalt, Avignon et nous-mêmes ([1]).

RAYONS COSMIQUES. — *Étude comparative au moyen de l'émulsion sensible des propriétés de la composante nucléaire du rayonnement cosmique au voisinage de l'équateur.* Note de MM. **Tsai-Chü** et **Max Morand**, présentée par M. Eugène Darmois.

La dissymétrie observée sur les nucléons lents à l'équateur pour l'angle α compris entre 30 et 45° est $0,31 \pm 0,09$, inférieure à une valeur estimée. La répartition zénithale peut s'exprimer par $I = I_0 \cos^{\lambda}\theta$, avec $\lambda = 1,41 \pm 0,03$, pratiquement indépendante de la latitude.

1. Dans les Notes précedentes ([1]), ([2]) nous avons indiqué les résultats sur les particules non relativistes trouvées dans les émulsions sensibles exposées à Tamanrasset. Des plaques Ilford G_5 400 μ, enfermées dans une boîte d'aluminium de 300 μ d'épaisseur ont été exposées avec le plan de l'émulsion dans la direction face Nord ou face Sud, pendant 89 jours à Costermansville, Congo Belge. 2747 traces ont été mesurées et repérées dans tout le volume de l'émulsion avec une granulation moyenne supérieure à environ 1,5 fois la valeur « plateau » du minimum d'ionisation. La plupart de ces traces sont des protons lents, il y a des particules plus lourdes et quelques pourcent de mésons. Le tableau I nous montre les différentes catégories de particules : les pourcentages des particules finissantes (i) dans l'émulsion sont les mêmes, mais la proportion des branches secondaires (ii) des étoiles produites dans l'émulsion à Costermansville est supérieure à celles de Tamanrasset, il est probable que les étoiles de grande énergie avec multiples branches présentent un effet de latitude plus faible que celui de nucléons isolés et augmentent plus vite avec l'altitude. Les pourcentages des particules produites ou absorbées par un noyau dans l'émulsion (iii) et ceux des particules remontantes (iv) sont voisins mais pourraient être supérieurs. La production des particules dans l'émulsion est quatre fois plus fréquente que leur absorption, en excluant les paires d'électrons crés par des photons. Si la probabilité est la même pour un échange de charge entre proton et neutron dans l'émulsion, on en déduit approximativement un rapport 4 sur 1 des intensités entre les neutrons et les protons ([3]), ([4]).

([1]) Max Morand et Tsai-Chü, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1502.
([2]) Tsai-Chü et Max Morand, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2211.
([3]) N. Page, *Proc. Phys. Soc. London*, A 63, 1950, p. 250.
([4]) Brown, Camerini, Fowler, Heitler, King et Powell, *Phil. Mag.*, 40, 1949, p. 862.

TABLEAU I.

	Nombre de particules.	(i).	(ii).	(iii).	(iv).
Costermansville...	2747	$3,2 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,2$
Tamanrasset......	3331	$3,3 \pm 0,3$	$1,2 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,1$

2. La direction des particules prise près de l'entrée de l'émulsion est définie par les angles α et β; α est l'angle de projection sur le plan de l'émulsion mesuré à partir de la verticale, β celui entre la projection et la trajectoire. La répartition zénithale (θ) calculée (2) sur le nombre moyen des particules de deux côtés (moyenne E, W) peut se représenter par $I = I_0 \cos^{\lambda}\theta$, avec $\lambda = 1,41 \pm 0,03$, les points sont très bien alignés jusqu'à $\theta = 60°$. Cette valeur de λ est comparable à la valeur $1,51 \pm 0,14$ de Tamanrasset (5) et aux valeurs $1,43 \pm 0,85$ du Mont Ventoux, $1,41 \pm 0,35$ du Kebnekaise (6). Pour l'angle α compris entre 30 et 45°, nous avons trouvé 309 particules venant de l'Ouest et 226 de l'Est, la dissymétrie est donc $0,31 \pm 0,09$. La dissymétrie (2) à Tamanrasset pour le même intervalle est $0,24 \pm 0,08$ ou $0,32 \pm 0,09$ en conservant ou en éliminant les particules de très faible énergie.

3. Johnson (7) et Jànossy (8) ont calculé la dissymétrie des mésons en comparant celle-ci à l'effet de latitude. En supposant qu'il existe une fonction $S(E, x)$ représentant le rendement spécifique, c'est-à-dire le nombre de neutrons produits à une hauteur x par une unité de flux primaire d'énergie E. Treiman (9) a pu démontrer, d'après les mesures de Simpson (10) et le spectre primaire, que S est constant pour un proton primaire ayant une énergie supérieure à 4,1 BeV. Si l'on admettait que S est constant aussi pour les nucléons secondaires chargés, nous pourrions calculer la dissymétrie d, avec $N_1(e)$, $N_1(w)$ nombre de particules venant de l'Est et de l'Ouest, par des relations

$$(1)\qquad N_1(e) = \int_{E_e}^{\infty} S(E, x) f_1(E)\, dE = S \int_{E_e}^{\infty} f_1(E)\, dE,$$

$$(2)\qquad N_1(w) = \int_{E_w}^{\infty} S(E, x) f_1(E)\, dE = S \int_{E_w}^{\infty} f_1(E)\, dE,$$

et

$$(3)\qquad d = 2\frac{\sum N_i(w) - \sum N_i(e)}{\sum N_i(w) + \sum N_i(e)},$$

(5) $2S_2$ dans la formule de la référence (2) doit corriger comme S_2, par conséquent, toutes les valeurs λ des répartitions zénithales doivent diminuer de 0,1 unité environ.

(6) MAX MORAND, Y. AVIGNON, L. VAN ROSSUM et R. DESPREZ, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1639.

(7) *Rev. Mod. Phys.*, 10, 1938, p. 194.

(8) *Cosmic ray physics* (Oxford), 1948, p. 309.

(9) *Phys. Rev.*, 86, 1952, p. 917.

(10) *Phys. Rev.*, 83, 1951, p. 1175.

$f_1(E)$ est le spectre différentiel primaire ([11]) des protons; E_e, E_w l'énergie de coupure en BeV (tableau II); des relations similaires devraient tenir compte des noyaux lourds. Les dissymétries calculées (tableau II) seraient beaucoup plus grandes que celles observées, cela peut signifier qu'une partie des particules provient d'autres angles par diffusion. Une meilleure approximation pourrait s'obtenir par des mesures très détaillées sur l'effet de latitude de cette composante.

TABLEAU II.

	Lat. géomag.	Long.	Altitude (m).	Proton (BeV) E_w.	Proton (BeV) E_e.	Noyaux lourds E_w.	Noyaux lourds E_e.	d. obs.	d. calc.
Costermansville...	4° S	29°8′ E	1600	9,86	19,89	4,52	9,51	0,31 ± 0,09	0,73
Tamanrasset......	25°30′ N	6° N	1405	6,57	11,02	2,91	5,10	0,24 ± 0,08	0,53

CHIMIE PHYSIQUE. — *Thermodynamique et cinétique de la décomposition des nitrites alcalins et alcalinoterreux*. Note (*) de M. **André Péneloux**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Bien que l'on ne connaisse pas les entropies standard des nitrites alcalins et alcalinoterreux, on peut cependant, grâce à l'équation approchée de Nernst, se faire une idée suffisante de l'ordre de grandeur des constantes d'équilibre pour pouvoir affirmer, ainsi que nous l'avons déjà montré ([1]), que parmi les quatre gaz (azote, nitrosyle, peroxyde d'azote, oxygène) formés au cours de la décomposition thermique de ces nitrites, seul l'azote pouvait toujours être considéré comme produit par une réaction à affinité positive. Il y a donc couplage entre les quatre réactions chimiques indépendantes qui représentent cette décomposition; nous avons pu expliquer ainsi tous les résultats expérimentaux déjà acquis ([2]).

Nous avons entrepris l'étude de l'évolution de la décomposition thermique des nitrites en fonction du temps; notre premier but était de rechercher les conditions pour lesquelles la réaction fournit de l'azote à l'exclusion de tout autre gaz. Nous avons considéré les sels de sodium, potassium, baryum; les résultats sont qualitativement les mêmes dans les trois cas.

Si on opère dans une nacelle en matière inerte (platine, or) et à une température suffisamment basse pour que la décomposition soit très lente, les deux seuls gaz produits sont l'azote et le nitrosyle. La décomposition

([11]) Kaplon, Peters, Reynolds et Ritson, *Phys. Rev.*, 85, 1952, p. 295.

(*) Séance du 12 octobre 1953.

([1]) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 483.

([2]) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1940.

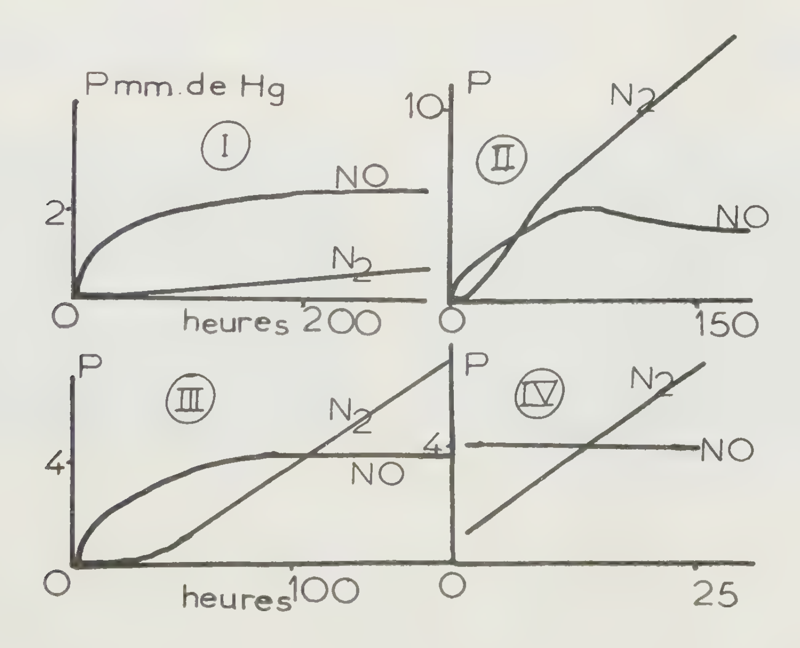
du nitrite de sodium peut être représentée dans ce cas par les deux équations chimiques indépendantes :

(1) $$3\,NaNO_2 = NaNO_3 + Na_2O + 2\,NO,$$

(2) $$5\,NaNO_2 = 3\,NaNO_3 + Na_2O + N_2.$$

Afin de ne pas être gênés par la présence de peroxyde d'azote, nous nous sommes limités ainsi à ne considérer que des décompositions dont la vitesse ne dépassait pas un millième à l'heure du nitrite utilisé.

Divers mélanges intimes de nitrite et de nitrate d'une masse approximative d'un gramme sont portés à des températures maintenues constantes à $\pm 0{,}25°$ près. Les gaz produits se répandent dans un volume de 200 cm^3 à peu près; on suit l'évolution de la pression totale par des lectures à la jauge de Mac Leod. L'étude de la composition de ces gaz s'effectue de la manière suivante : on isole une petite partie de l'appareil dans laquelle on mesure la pression totale à la jauge de Mac Leod, puis on en plonge un point dans un vase Dewar contenant de l'azote liquide de température connue, une partie du nitrosyle se condense, on mesure la pression résiduelle; on peut alors calculer les pressions partielles d'azote et de nitrosyle. A la fin de chaque expérience, on prélève la totalité des gaz produits par une trompe à chute de mercure, on mesure leur volume, on les analyse sur la cuve à mercure. Notons que la connaissance des quantités d'azote et de nitrosyle produites permet de suivre la composition de la phase condensée.



Quatre exemples d'évolution des pressions d'azote et de nitrosyle sont donnés sur la figure ci-dessus :

(I) Décomposition à 305°C d'un mélange de titres molaires initiaux : nitrite de sodium 0,84 — nitrate de sodium 0,16;

(II) Décomposition d'un mélange de même titre à 324°C;

(III) Décomposition d'un mélange de même titre à 312°C;

(IV) Après avoir subi la décomposition (III), le mélange est porté à 554°C sous une pression de nitrosyle de 4 mm de mercure.

Une décomposition poursuivie suffisamment longtemps conduit toujours à une pression de nitrosyle stationnaire, mais ces pressions stationnaires ne sont pas des pressions d'équilibre : leur variation en fonction de la température, de la composition de la phase condensée ne correspond pas du tout à ce qu'on peut attendre de pressions d'équilibre. Pour s'en convaincre, il suffit de comparer les décompositions (III) et (IV).

Lorsque la pression de nitrosyle est stationnaire, la vitesse de production d'azote est constante.

D'une manière générale, une décomposition rapide produit toujours du peroxyde d'azote, une décomposition même lente d'un mélange de nitrite et de nitrate ne contenant pas d'oxyde métallique produit toujours du nitrosyle, du moins au début. Pour qu'il y ait production d'azote seul, il faut donc à la fois que la décomposition soit lente et que le nitrite contienne des quantités notables de ses produits de décomposition : nitrate et oxyde métallique.

ÉLECTROCHIMIE. — *Caractères particuliers de l'étincelle anodique en électrolyse par étincelle.* Note de M. **Pierre Barret**, présentée par M. Eugène Darmois.

Nous avons étudié au moyen d'oscillogrammes et par enregistrement cinématographique les caractères particuliers présentés par l'étincelle entretenue entre une électrode aérienne faite d'une sphère de platine de 1 mm de diamètre et la surface d'une solution électrolytique.

La source de courant est constituée par un transformateur 110/15 000 V; 1 kVA dont le courant est redressé à l'aide d'un kénotron. L'alternance redressée charge un condensateur de 3 μF qui débite à travers une résistance liquide de 0,5 MΩ réalisée au moyen de cinq tubes de 30 cm de long et 35 mm de diamètre intérieur, remplis d'un mélange de 90 % de glycérol et de 10 % d'eau. Chacun de ces tubes comporte un dispositif de thermosyphon grâce auquel l'électrolyte balaie constamment les électrodes. De plus, les tubes sont maintenus dans un bac isolé contenant 10 l d'eau pour assurer leur refroidissement. La température de l'ensemble n'augmente que de 4° C en 1 h.

La chute de tension dans l'étincelle est mesurée en appliquant la diffé-

rence de potentiel entre les électrodes, découpée dans le rapport 1/10, aux déflectrices verticales d'un tube cathodique préalablement étalonné.

Les prises de vue cinématographiques ont été réalisées avec Y. Doucet à raison de 64 images par seconde.

Entre deux électrodes métalliques, on obtient une étincelle continue avec développement, dès que le courant atteint une quinzaine de milliampères, d'une émission thermoionique. L'étincelle est alors très stable et la chute cathodique est normale; valeur mesurée : 350 V. Elle conserve cette valeur si l'on augmente l'intensité jusqu'à 30 mA, puis, elle a tendance à passer au régime d'arc. Ces phénomènes sont bien connus.

Par contre, lorsque la cathode est une solution électrolytique, il n'y a pas, évidemment d'émission thermoionique et l'on observe que, quoique l'étincelle soit continue et stable, la chute cathodique se stabilise autour de sa valeur anormale de 700 V. Même sur des solutions concentrées de NaCl et de Na_2CO_3, en poussant jusqu'à 40 mA, la chute cathodique n'est jamais descendue au-dessous de 700 V. Cependant, le phénomène de pulvérisation cathodique de l'électrolyte modifie d'une façon très curieuse la physionomie habituelle de l'étincelle. C'est ce que nous avons essayé de fixer à l'aide de l'enregistrement cinématographique :

Dès que la concentration ionique des solutions utilisées est suffisante, de l'ordre de celle d'une solution de KCl N/1, et dès que le courant atteint une intensité d'environ 20 mA, le jet de particules expulsées du liquide à la base de l'étincelle devient suffisant pour provoquer une extension du trait de feu dont les clichés ci-dessous donnent une idée. Chaque vue correspond donc à un temps de pose de 1/128 s.

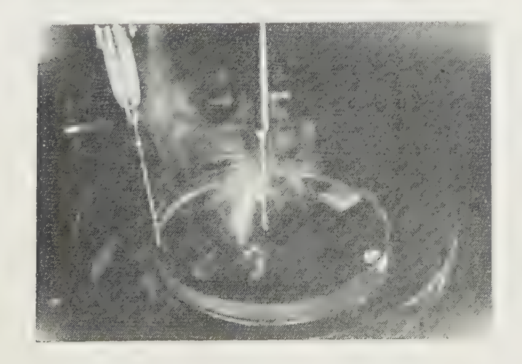




Fig. 1.

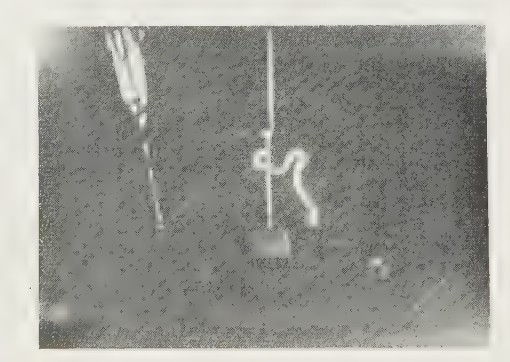


Fig. 2.

La distance entre la pointe de l'électrode et la surface liquide est de 6 mm, la tension de 10 000 V et l'intensité de 20 mA. L'étincelle s'établit d'abord normalement entre l'extrémité de l'électrode et la solution; puis comme s'il était soufflé par le jet de particules d'érosol, le trait de feu est dévié suivant un coude brusque (*fig.* 1).

Simultanément, l'extrémité anodique de l'étincelle remonte le long du fil de platine constituant l'anode tandis que la tache cathodique se déplace sur la surface liquide comme l'illustre la figure 2. Cet étirement se poursuit sans aucune interruption du courant jusqu'à ce que le trait de feu atteigne une dizaine de centimètres de long (*fig.* 3) c'est-à-dire près de 20 fois la

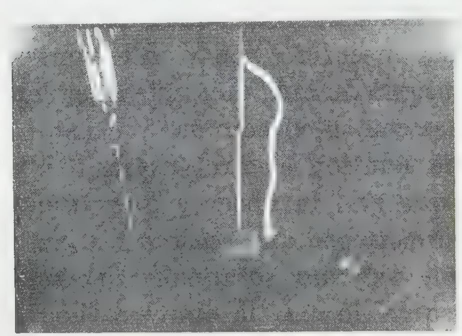


Fig. 3.

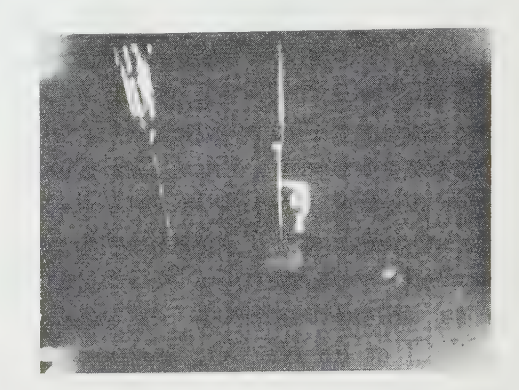


Fig. 4.

distance explosive habituelle. Puis le courant s'interrompt brusquement et un processus identique s'amorce de nouveau. Tout le trait de feu émet intensément le spectre de l'ion métallique en solution ce qui montre que ce trait de feu anormal se développe dans l'aérosol. Les formes qu'il prend au cours de cette évolution peuvent être extrêmement variées et curieuses comme cette boucle que montre la figure 4.

Ce qui est à souligner c'est qu'au cours de ce cycle et quoique l'étincelle reste stable jusqu'à l'allongement maximum, la chute cathodique reste anormale et la décharge ne prend jamais un caractère d'arc ce qui semble prouver que l'arrachement des particules liquides de la surface de la solution n'a nullement le même effet qu'une émission thermoionique ou qu'une émission électronique par effet de champ.

ÉLECTROCHIMIE. — *Contribution à l'étude de la diffusion des ions métalliques à travers les dépôts métalliques électrolytiques.* Note de M. **Helmi Makram**, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans une précédente Note [1] il a été exposé une méthode d'étude de la diffusion d'ions métalliques (cuivre) à travers un revêtement électrolytique (chrome) consistant à suivre le passage des ions cuivre, préalablement marqués à la pile atomique, à travers un dépôt de chrome dans une solution de sulfate de cuivre.

---

[1] *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 955.

On a été ainsi conduit à introduire la notion de « temps de passage » qui est le temps nécessaire pour que les ions marqués apparaissent en solution.

Dans la présente Note on se propose de rendre compte des résultats expérimentaux relatifs à l'étude de la variation du temps de passage en fonction de la composition des bains de chrome utilisés pour faire le revêtement.

Un facteur important des bains de chromage est la teneur en ions SO_4^{--}, aussi avons-nous spécialement étudié l'influence de cette teneur sur le temps de passage.

Pour cela on a utilisé des bains contenant 250 g/l de CrO_3 et l'on a ajouté des quantités croissantes de SO_4^{--} sous forme de SO_4Na_2.

Pour chaque composition de bain, on a fabriqué plusieurs plaques d'épaisseurs différentes et l'on a tracé la courbe $\mathrm{Ln\,T} = f(e)$.

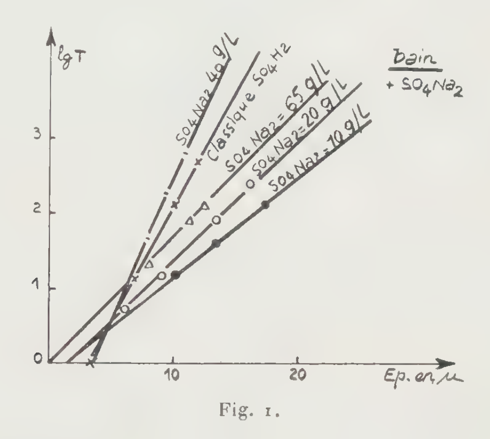


Fig. 1.

Ainsi qu'il a déjà été exposé dans le cas du bain classique : CrO_3 250 g/l SO_4H_2 : 2,5 g/l cette variation est représentée par une droite. On obtient le même résultat avec des bains de compositions différentes mais la pente de la droite est considérablement affectée par la composition du bain. C'est ainsi que l'addition d'ions SO_4^{--} provoque d'abord une diminution de la pente puis une augmentation à partir de 20 g/l, suivie elle-même d'une diminution après passage par un maximum, qui correspond à 40 g/l de SO_4Na_2. La figure 1 représente les différentes droites $\mathrm{L}n\mathrm{T} = f(e)$ qui correspondent aux divers bains étudiés.

La figure 2 représente la variation de la pente avec la teneur en SO_4Na_2.

Pour interpréter ces résultats il faut se rappeler que le temps de passage caractérise la porosité du revêtement électrolytique et par suite, son pouvoir protecteur considéré du point de vue de la corrosion.

La considération du faisceau de droites représenté à la figure 1 montre donc que, le pouvoir protecteur du revêtement est maximum pour une certaine teneur (40 g/l de SO_4Na_2). Il faut remarquer que, corrélativement, le bain

correspondant nécessite des densités de courant très fortes et une température élevée et que le pouvoir réflecteur des revêtements obtenus est supérieur à

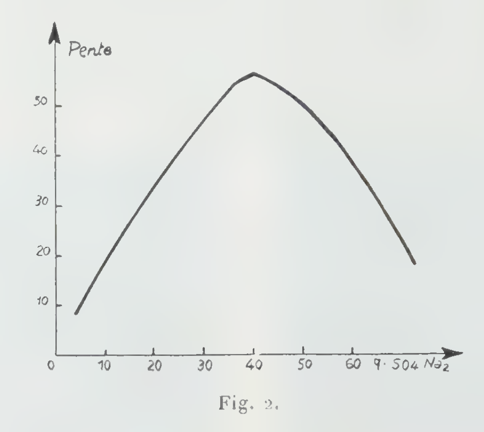


Fig. 2.

celui des bains classiques. Ceci semble correspondre à une structure cristalline plus fine et plus compacte ce qui est en accord avec une porosité plus faible.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur la définition de deux points isohydriques de natures différentes : le « point isohydrique soluté » et le « point isohydrique solvant ».* Note de M. **Georges Carpéni**, présentée par M. Louis Hackspill.

La dépendance du pI de la concentration du soluté *acide* A se manifeste sous la forme d'un déplacement d'abscisse (et de pH) et conduit à *deux* pI distincts bien que semblables. Des précisions sont données sur les coordonnées — taux de salification et pH — de ces points I_A et I_S.

L'interprétation théorique du réseau des courbes de neutralisation *à point isohydrique* (pI) est basée, d'après nos précédentes publications ([1]), sur l'hypothèse d'un équilibre entre DEUX formes A_1 et A_n, différemment condensées (ou associées), d'un même individu chimique A, doué de propriétés acides ([2]). Les deux formes : monomères A_1 et « polymère » A_n, sont évidemment interdépendantes, puisqu'elles sont liées par une relation de

([1]) *Voir,* en particulier, la Communication et les Mémoires du *Bull. Soc. Chim.* : *a.* 1948, p. 505; *b.* 1948, p. 629; *c.* 1949, p. 344 et *d.* 1952, p. 1010.

([2]) A est, par exemple, un oxyde hydraté acide — comme GeO_2.aq. ou CrO_3.aq. — mais peut encore s'identifier avec une molécule acide monomère A_1, telle CH_3COOH ou $C_6H_4(OH)_2$, etc. A_n serait la forme condensée ou associée de A (ou de A_1), comme par exemple $Ge_5O_{11}H_2$ ou $Cr_2O_7K_2$ ou encore le sel (complexe) $2C_6H_4(OH)_2 . C_6H_4(OH)(ONa)$. Pour abréger, A_1 et A_n peuvent représenter aussi bien des *molécules* (acides ou sels) que des *ions* (anions).

condensation-dégradation du type

$$A_n \overset{\text{pH, V}}{\rightleftarrows} nA_1$$

fonction du pH et de la dilution V ([3]).

Les résultats obtenus à l'aide de cette hypothèse de travail ayant été des plus satisfaisants, nous avons jugé opportun de généraliser les conclusions et « d'admettre que l'évolution d'une même molécule chimique fondamentale A ne peut s'oppérer, — dans un domaine de *concentration* $[A]_1 \leqq [A] \leqq [A]_2$ et pour une zone *d'activités* protoniques $(H^+)_1 \leqq (H^+) \leqq (H^+)_2$ donnés, — que par paliers successifs, non simultanés ». Ce sont là, précisément, les termes mêmes de notre (premier) postulat du point isohydrique (1 *a*), postulat qui ne saurait se démontrer, — puisqu'il est censé traduire un phénomène naturel, — mais qu'il convient de justifier par l'ensemble de ses conséquences théoriques et expérimentales. Or, toutes les conséquences examinées jusqu'à présent nous paraissent parfaitement compatibles avec son énoncé et cela même si l'on tient compte des critiques formulées récemment ([4]).

Cependant des expériences nouvelles confirment, en accord avec l'expression générale du postulat : 1° que le pI est toujours présent; 2° qu'il est manifestement dépendant des concentrations de A, puisqu'il existe en général *deux* régions différentes de concentrations, pour chacune desquelles il y a un pI distinct : bien qu'en conservant ses caractères propres ([5]), le pI est donc *susceptible de déplacements*. C'est à la suite de cette remarque que j'ai été amené à formuler récemment un *deuxième* postulat sous la forme suivante ([6]) : « en solution (aqueuse) homogène et dans un domaine de concentrations donné $[AH]_1 \leqq [AH] \leqq [AH]_2$, les équilibres électrolytiques ayant lieu entre

---

([3]) V est le volume contenant la molécule-gramme de soluté A (ou A_1).

([4]) *Voir* Byé, *Bull. Soc. Chim.*, 1953, p. 390 et Souchay, *ibid.*, 1953, p. 395. Malgré sa forme, l'article de Byé apporte une contribution plutôt à l'appui de notre postulat, puis qu'il tend à montrer que lorsqu'il y a pI.... « on peut diviser en deux groupes les ions qui se partagent la majeure partie de la matière de l'isopolyacide. A l'intérieur de chacun de ces groupes, les degrés de condensation sont très voisins ou même identiques. Par contre, les degrés de condensation sont nettement différents d'un groupe à l'autre » : ceci est en accord avec nos conceptions, exprimées par le postulat. Cependant Byé envisage, avec raison, la *possibilité* de points « *pseudo*-isohydriques » et ceux-ci sont expérimentalement difficiles sinon impossibles à différencier des pI *vrais* : notre hypothèse de travail généralisée garde donc bien son caractère de « postulat ». Quant aux observations de Souchay (l. c.), je ne puis décidément pas les approuver, mais, pour éviter toute discussion inutile, il vaut mieux attendre de l'expérience l'infirmation ou la confirmation des thèses en présence.

([5]) La définition du pI se rattache aux variations $\Delta pH/\Delta \log V$ du pH avec la dilution V : *nulle* en I, cette variation est *positive* en deçà de I et *négative* au delà de I.

([6]) *Voir* les *Abstracts of Papers* (p. 43-44) du *XIII*e *Congrès de Chimie de Stockholm*, 1953; on y trouvera également quelques détails et des exemples concrets.

un acide AH et une base (forte) B *quelconques*, conduisent toujours à un point isohydrique et à un seul ».

En fait, les phénomènes observés relatifs au pI peuvent, jusqu'à nouvel ordre, se résumer comme suit : les équilibres électrolytiques relatifs à la réaction $A + B = A' + B'$, entre un acide A et une base B(A' et B' étant, respectivement, l'acide et la base « correspondants » de B et de A), conduisent toujours à un pI; celui-ci sera désigné, suivant les cas et pour les raisons qui vont suivre, soit par I_A : « point isohydrique soluté » ($= pI_A$), soit par I_S : « point isohydrique solvant » ($= pI_S$). Le point de concours est 1° un pI_A, lorsque son abscisse $x(I_A)$ est $0 \ll x(I_A) \ll 1$ [7], c'est-à-dire *nettement différente* soit de celle de l'acide A(ou AH) pur ($x = 0$), soit de celle du sel monomère A_1^- pur ($x = 1$); 2°) un pI_S, lorsque son abscisse $x(I_S)$ est *peu différente* soit de $x = 0$ [si $pH(I_A) > 7$], soit de $x = 1$ [si $pH(I_A) < 7$] [8].

Il semble, cependant, que dans la plupart des cas — ou peut-être dans tous les cas, surtout si l'on envisage également les solutions *non aqueuses* [9] — les deux pI, I_A et I_S, existent tous deux, mais dans des domaines de concentrations différentes, donc sans jamais être simultanés. Dans le cas général, on aurait ainsi :

1° pour $[A] \geqq [A]_{max}$, un pI_A de coordonnées $0 \ll x(I_A) \ll 1$ et, suivant la force de l'acide A, $pH(I_A) < 7$ ou $pH(I_A) > 7$;

2° pour $[A]_{min} \geqq [A]$, un pI_S de coordonnées $x(I_S) \# 0$, si $pH(I_A) > 7$, ou $x(I_S) = 1$, si $pH(I_A) < 7$ [8], et, dans tous les cas [c'est-à-dire : quel que soit $pH(I_A)$], $pH(I_S) = pk_S/2$ [10].

Nous donnerons dans les prochaines Notes de cette série, d'une part, la signification qui s'attache à pI_A et à pI_S, et, d'autre part, plusieurs applications à des exemples concrets.

MAGNÉTOCHIMIE. — *Sur la préparation et la susceptibilité magnétique des alcanoates de cobalt divalent.* Note de M. **Claude Moreau** et Mlle **Marcelle Vatteroni**, transmise par M. Paul Pascal.

La magnétochimie des alcanoates de cobalt divalent indique que la plupart de ces sels anhydres doivent avoir, à l'état solide, une structure complexe.

---

(7) Le taux de neutralisation $x = [A^-]/[AH] + [A^-]$. En posant $[AH] + [A^-] = 1$, si l'acide AH (ou A_1) est *mono*basique, x varie naturellement de 0 à 1.

(8) Pour les sels d'acides moyennement faibles [$pH(I_A) < 7$] et de bases fortes, l'abscisse de pI_S est, par suite d'hydrolyse, légèrement différente de celle du point d'*équivalence* de A_1 et correspond alors au point de *neutralité* défini par le $pk_S/2$ du solvant (*cf.* 10) : on a donc $x \# 1$.

(9) Des détails seront fournis dans une prochaine publication.

(10) pk_S est le cologarithme habituel du produit ionique du solvant (amphotère) considéré; dans le cas de l'eau : $pk_S = pk_e \# 14$, d'où $pH(I_S) \# 7$ (*cf.* 7).

Préparation des alcanoates de cobalt. — On les obtient en dissolvant l'hydroxyde de cobalt sec dans l'alcanoïque, au sein de l'alcool absolu.

L'hydroxyde de cobalt est préparé en amenant, par addition d'ammoniaque, le pH d'une solution de nitrate ou de chlorure cobalteux à la valeur 8,3; le précipité est lavé à l'eau, à l'alcool et à l'éther, puis séché à 50°C. On l'ajoute par petites portions à l'acide gras, légèrement en excès, dissous dans l'alcool absolu; on fait bouillir à reflux en agitant régulièrement. En général, l'alcanoate, qui est peu soluble dans l'alcool, précipite; on filtre, on essore, on lave avec un peu d'alcool avant de porter à l'étuve ou dans un dessiccateur. La pureté est satisfaisante : le dosage du cobalt à l'aide du Complexon 1 indique 98 à 99 % de la quantité théorique.

Mesures magnétiques. — On a mesuré la susceptibilité magnétique spécifique χ à 20°C, en utilisant le dispositif classique décrit par Pascal pour les solides pulvérisés. On en a déduit la valeur $\chi_{Co^{++}}$ de l'ion Co^{++}, compte tenu du diamagnétisme des atomes figurant dans la molécule.

Acides utilisés.	Formules des sels.	Valeurs à 20°C de $\chi \cdot 10^6$.	Valeurs à 20°C de $\chi_{Co^{++}} \cdot 10^6$.
Méthanoïque	$(HCO_2)_2Co,\ 2OH_2$	56,2	10 480
Éthanoïque	$(CH_3CO_2)_2Co$	62,16	11 090
	$(CH_3CO_2)_2Co,\ 4OH_2$	52,0	13 230
Propanoïque	$(CH_3CH_2CO_2)_2Co,\ 3OH_2$	53,7	14 210
Butanoïque	$[CH_3(CH_2)_2CO_2]_2Co$	45,6	10 760
Pentanoïque	$[CH_3(CH_2)_3CO_2]_2Co$	46,4	12 270
Hexanoïque	$[CH_3(CH_2)_4CO_2]_2Co$	33,4	9 830
Heptanoïque	$[CH_3(CH_2)_5CO_2]_2Co$	36,4	11 740
Nonanoïque	$[CH_3(CH_2)_7CO_2]_2Co$	33,3	12 690
Undécanoïque	$[CH_3(CH_2)_9CO_2]_2Co$	32,7	14 340
Dodécanoïque	$[CH_3(CH_2)_{10}CO_2]_2Co$	30,4	14 600
Hexadécanoïque	$[CH_3(CH_2)_{14}CO_2]_2Co$	28,0	16 150
Octadécanoïque	$[CH_3(CH_2)_{16}CO_2]_2Co$	26,8	17 220

La précision des mesures magnétiques est de 1 à 2 % environ.

Dans le cas du sulfate de cobalt, divers expérimentateurs avaient trouvé un moment magnétique atomique de 25 magnétons de Weiss; si la loi de Curie s'applique, on est ainsi conduit à 20° C, à la valeur $\chi_{Co^{++}} \cdot 10^6 = 10\,820$.

Pour le formiate, l'acétate anhydre, le butanoate et l'hexanoate, on est encore au voisinage de cette valeur; mais on obtient des chiffres nettement supérieurs dans le cas des autres alcanoates. Des mesures de susceptibilités effectuées aux basses températures permettront de préciser ces résultats qui laissent prévoir des structures complexes.

CHIMIE THÉORIQUE. — *Sur le calcul de quelques grandeurs moléculaires.* Note (*) de M. **Alexandre Laforgue**, présentée par M. Louis de Broglie.

Connaissant les diagrammes au sens le plus général ([1]) on connaît toute une classe de grandeurs spécifiques d'une molécule. Nous en avons rassemblé quelques-unes dont le calcul effectif repose sur les intégrales usuelles et leurs dérivées.

1. *Grandeurs dérivées.* — Soit Γ la fonction d'onde (normée) d'un état stationnaire d'un système de corpuscules, on sait que, les observations possibles d'une grandeur étant les valeurs propres d'un opérateur $\mathcal{G}$ qui la symbolise, leur valeur moyenne sera

$$\text{(1)}\qquad G=\int \Gamma\mathcal{G}\Gamma\,d\tau,$$

Γ dépend de paramètres λ, tel le champ électrique où est plongé le système; $\mathcal{G}$ est défini au moyen de paramètres ζ.

Faisons varier ζ : les valeurs propres et la valeur moyenne varient; la dérivée de G sera de la forme (1) pourvu qu'on puisse définir un opérateur dérivé

$$\frac{\partial G}{\partial \zeta}=\int \Gamma\mathcal{G}'\Gamma\,d\tau,\qquad \mathcal{G}'=\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \zeta}.$$

Faisons varier λ, les valeurs propres de $\mathcal{G}$ restent fixes G varie, sa dérivée s'écrit sans peine. En particulier si $\mathcal{G}$ est une simple multiplication, on pourra considérer la dérivée comme valeur moyenne d'une grandeur symbolisée par le nouvel opérateur $\mathcal{F}$

$$\frac{\partial G}{\partial \lambda}=\int \Gamma\mathcal{F}\Gamma\,d\tau,\qquad \mathcal{F}=2\mathcal{G}\frac{\partial}{\partial \lambda}.$$

2. *Dérivées d'une grandeur monoélectronique.* — Prenons $\mathcal{G}$ somme de contributions de chaque corpuscule, $\mathcal{F}$ et $\mathcal{G}'$ seront des opérateurs de même forme soit pour des noyaux s et des électrons i

$$\mathcal{G}=\sum_i g(i)+\sum_s g_s(s).$$

Séparons la fonction électronique où les coordonnées de s apparaîtront comme des paramètres. On sait ([1]) que pour une forme usuelle et très générale construite sur des orbitales atomiques a, b, ... et compte tenu du fait que g

(*) Séance du 12 octobre 1953.

([1]) A. Laforgue, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1299.

ne contient pas les paramètres λ, on peut écrire une systématique

(2) $$G = \sum_a \mathbf{j}_a G_a + \sum_{ab} \mathbf{k}_{ab} G_{ab} + \sum_s G_s,$$

(3) $$G_a = \int aga\, d\tau, \qquad G_{ab} = \int (agb + bga)\, d\tau.$$

Quand on remplace g par $\partial g/\partial\zeta$ on conserve ces mêmes développements, mais non quand on remplace g par $2g\,\partial/\partial\lambda$:

(4) $$\frac{\partial G}{\partial\lambda} = \sum_a \mathbf{j}_a \frac{\partial G_a}{\partial\lambda} + \frac{\partial \mathbf{j}_a}{\partial\lambda} G_a + \sum_{ab} \mathbf{k}_{ab} \frac{\partial G_{ab}}{\partial\lambda} + \frac{\partial \mathbf{k}_{ab}}{\partial\lambda} G_{ab} + \sum_s \frac{\partial G_s}{\partial\lambda}.$$

3. *Dérivées du potentiel.* — Exemple de dérivation de l'opérateur, voici trois expressions monoélectroniques fonctions de point (repéré par xyz ou $\vec{r}$)

Potentiel :

$$v_{\vec{r}}(i) = e \operatorname{mod}^{-1}(\vec{r} - \vec{r}_i);$$

Champ :

$$\vec{h}_{\vec{r}}(i) = \overrightarrow{\operatorname{grad}}\, v_{\vec{r}}(i) = -e(\vec{r} - \vec{r}_i) \operatorname{mod}^{-3}(\vec{r} - \vec{r}_i);$$

Dérivée seconde :

$$t_{xyz}(i) = \frac{\partial^2 v(i)}{\partial x^2} = e[2(x - x_i)^2 - (y - y_i)^2 - (z - z_i)^2][(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2]^{-\frac{5}{2}}.$$

Le calcul effectif ne nécessite que ces intégrales énergétiques à trois centres, les autres se déduisant par dérivation

$$V_{\vec{r},ab} = \int a(i)\, e \operatorname{mod}^{-1}(\vec{r} - \vec{r}_i)\, b(i)\, d\sigma_i.$$

En particulier pour un rayon $V_{s,ab}$ sont usuelles. On sait que $\vec{H}_s = 0$, dans une méthode approchée où l'on suppose les noyaux immobiles : d'où une vérification de l'erreur. D'autre part T_s est comparable à l'expérience par la mesure du couplage quadripolaire.

4. *Dérivées du moment polaire.* — Voici maintenant, un exemple de dérivation par rapport à un paramètre λ qui sera ensuite précisé. Posons :

$$\vec{m}(i) = e\vec{r}(i), \qquad \vec{n}(i) = 2e\vec{r}(i)\frac{\partial}{\partial\lambda}.$$

On sait ([2]) qu'à des conditions larges, le résultat des intégrations $\vec{M}_{ab}$ se représente par l'expression

$$\vec{M}_{ab} = S_{ab}(\omega_a^b \vec{M}_a + \omega_b^a \vec{M}_b), \qquad \omega_a^b + \omega_b^a = 1, \qquad S_{ab} = \int ab\, d\tau$$

([2]) R. Daudel et A. Laforgue, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1608.

et de là se définissent les charges liées au moment polaire

$$q_a = \mathbf{j}_a + \sum_b S_{ab}\,\omega_a^b\,\mathbf{k}_{ab}, \tag{5}$$

$$\vec{M} = \sum_a q_a \vec{M}_a - \sum_s Z_s e \vec{r}_s \qquad (Z_s \text{ nombre atomique}). \tag{6}$$

Regroupons le développement (4) ou dérivons l'expression (6)

$$\vec{N} = \frac{\partial \vec{M}}{\partial \lambda} = \sum_a \frac{\partial q_a}{\partial \lambda}\vec{M}_a + \sum_s e(Q_s - Z_s)\frac{\partial \vec{r}_s}{\partial \lambda}$$

sachant que si une orbitale a est relative au noyau s, elle subit la même translation que lui avec λ et posant $Q_s = \Sigma q_a$.

Si λ est le champ extérieur, $\vec{N}$ est la polarisabilité ; si λ est une coordonnée normale des noyaux, N qu'on appelle non sans danger « charge apparente » est liée à l'intensité infrarouge correspondante.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Condensations de l'acétylacétanilide avec les aldéhydes gras.* Note de M. **Paul Pastour**, présentée par M. Marcel Delépine.

Cette Note a pour objet de rapporter les résultats que nous avons obtenus en condensant l'acétylacétanilide, et ses dérivés méthylés, avec les aldéhydes gras : comme pour les aldéhydes aromatiques ([1]), ([2]), les catalyseurs employés sont la pyridine et la pipéridine.

Nous avons montré, dans une Note précédente ([1]), que les aldéhydes aromatiques donnent naissance, en présence de pyridine, à des produits du type benzylidène-acétylacétanilide. Les aldéhydes gras se comporte différemment : lorsqu'on les condense avec l'acétylacétanilide, soit en solution pyridinique pure, soit en solution alcoolique additionnée de traces de pyridine, on obtient exclusivement, à froid comme à chaud, des composés du type alcoylidène bis acétylacétanilide, soit :

$$R{-}CH{=}\left[CH\begin{matrix}\diagup CO{-}CH_3 \\ \diagdown CO{-}NH{-}C_6H_5\end{matrix}\right]_2$$

(I)

Par contre, en présence d'une trace de pipéridine, ces aldéhydes réagissent comme les aromatiques en donnant des produits de condensation *isomères* des précédents (I), à savoir des cyclohexanolones substituées ([2]), soit :

$C_6H_5{-}NH{-}CO{-}CH \quad CO$

$R{-}CH\langle{}_2\ {}^3\ {}^4\ {}_5\rangle CH_2$ (cycle hexagonal, sommets numérotés 1 à 6)

$C_6H_5{-}NH{-}CO{-}CH \quad C(CH_3)(OH)$;

(II)

([1]) A. Meyer et P. Pastour, *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 576.

([2]) P. Pastour, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1974.

A. Condensation en milieu pyridinique. — Nous avons condensé l'*éthanal*, le *propanal* et l'*œnanthal*. (L'étude de la condensation du formol dans des conditions analogues est en cours.)

1° *Éthylidène bis acétylacétanilide* ($C_{22}H_{24}O_4N_2$). — On chauffe à reflux pendant une heure 50 cm^3 d'alcool dans lesquels sont dissous 1/20° de mole d'acétylacétanilide et 1/40e d'éthanal. Après 10 heures de repos à la température ordinaire, les premiers cristaux apparaissent. On finit par isoler un produit qui, purifié par recristallisation dans l'alcool à 50 % répond à la formule $C_{22}H_{24}O_4N_2$. Le rendement est de l'ordre de 60 %.

Beaux cristaux incolores du système hexagonal. F. 160° C. Légère halochromie jaune dans l'acide sulfurique concentré. Teinte brune avec le chlorure ferrique à chaud. Ce composé n'absorbe pas le brome à froid, mais l'absorbe à chaud ce qui indique une tendance à l'énolisation.

Nous avons essayé d'obtenir l'éthylidène-acétylacétanilide; à cet effet nous avons dissous, molécule à molécule dans de la pyridine pure l'acétylacétanilide et l'éthanal. Après trois jours de repos à la température ordinaire on ajoute deux volumes d'alcool à 50 %. La cristallisation se produit aussitôt : il s'agit encore d'éthylidène bis acétylacétanilide.

Dans des conditions identiques à la première préparation, nous avons encore obtenu l'*éthylidène bis acétylacéto-p-toluidide* ($C_{24}H_{28}O_4N_2$) (lamelles hexagonales fondant à 156° C).

2° *Propylidène bis acétylacétanilide* ($C_{23}H_{26}O_4N_2$) et *œnanthylidène bis acétylacétanilide* ($C_{27}H_{24}O_4N_2$). — Ces composés sont préparés comme les précédents. Le premier fond à 166° C, il est isolé sous forme de cristaux hexagonaux. Le second cristallise en longs rectangles fondant à 137° C.

B. Condensation dans l'alcool a l'ébullition en présence de pipéridine (Produits II). — On opère comme dans le cas des aldéhydes aromatiques [2]. La réactivité des aldéhydes gras est cependant telle que le produit de condensation se prend en masse en quelques minutes dans tous les cas. On a ainsi préparé :

Éthanal. — 1° *Diméthyl*-2.6 *dianilide*-1.5 *cyclohexanol*-2 *one*-4 ($C_{22}H_{24}O_4N_2$), F 260° C. — Fines aiguilles incolores. Teinte vert foncé au chlorure ferrique à chaud.

2° *Diméthyl*-2.6 *di-o-toluidide*-1.5 *cyclohexanol*-2 *one*-4 ($C_{24}H_{28}O_4N_2$), F 255° C. — Aiguilles incolores.

3° *Diméthyl*-2.6 *di-p-toluidide*-1.5 *cyclohexanol*-2 *one*-4 ($C_{24}H_{28}O_4N_2$), F 253° C. — Aiguilles incolores.

Propanal. — 1° *Éthyl*-6 *méthyl*-2 *dianilide*-1.5 *cyclohexanol*-2 *one*-4 ($C_{23}H_{26}O_4N_2$), F 260° C. — Fines aiguilles incolores.

Oenanthal. — 1° *Hexyl*-6 *méthyl*-2 *dianilide*-1.5 *cyclohexanol*-2 *one*-4 ($C_{27}H_{34}O_4N_2$), F 235° C. — Fines aiguilles incolores.

2° *Hexyl*-6 *méthyl*-2 *di-o-toluidide*-1.5 *cyclohexanol*-2 *one*-4 ($C_{29}H_{38}O_4N_2$), F 233° C. — Longues aiguilles incolores.

3° *Hexyl-6 méthyl-2 di-p-toluidide-1.5 cyclohexanol-2 one-4* ($C_{29}H_{38}O_4N_2$), F 235° C. — Fines aiguilles incolores.

C. Isomérisation des produits (I) en produits (II). — Tous les produits du type éthylidène *bis*-acétylacétanilide (I) ont une propriété commune intéressante : sous l'influence d'une trace de pipéridine ils s'isomérisent tous en produits correspondants du type (II).

Cette isomérisation est particulièrement aisée à réaliser : on fait passer (I) en solution dans l'alcool. On chauffe jusqu'à l'ébullition, on ajoute une goutte de pipéridine pour une solution alcoolique contenant 1 % de mole de (I); le produit (II) ne tarde pas à précipiter.

Nous préciserons dans une prochaine Note le mécanisme de cette isomérisation; nous indiquerons également quelques-uns des résultats que nous avons obtenus en utilisant la diéthylamine, la triéthylamine comme catalyseurs dans le cas des aldéhydes aromatiques et nous décrirons les nouveaux produits que nous avons pu isoler en faisant agir la pipéridine sur les composés du type benzylidène-acétylacétanilide.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Cétones dérivées du dibenzo-1.2, -4.5 subérane. La dione 3.6 et sa forme tautomère : la dibenzo γ hydroxytropone.* Note (*) de MM. **Jean Rigaudy** et **Lucien Nedelec**, présentée par M. Charles Dufraisse.

On décrit un nouveau mode de préparation de la dibenzo-1.2,-4.5 subéranetrione-3.6.7. Par la méthode de Wolff-Kishner, cette tricétone est réduite en dione-3.6 dont la forme tautomère, dibenzo γ hydroxytropone, est isolable. On vérifie qu'il en est de même pour la dione-3.6 phénylée en 7 antérieurement décrite.

L'oxydation à l'anhydride sélénieux de la dibenzo-1.2,-4.5 subérone-6, I, nous a fourni une première méthode de préparation de la dibenzo-1.2, -4.5 subéranetrione-3.6.7, II [1]. En complément à ce travail, un nouveau mode de synthèse de cette tricétone, II, a maintenant été trouvé dans l'application de la même réaction à la dibenzo-1.2,-4.5 subérone-3, III. Nous avons ensuite cherché à atteindre à partir de la tricétone, II, la dibenzo-1.2, -4.5 subéranedione-3.6, VI, dont la forme énolique, VIII, possède une structure du type γ hydroxytropone, structure encore mal connue et qui fait actuellement l'objet de nombreux travaux.

La dibenzo-1.2,-4.5 subérone-3, III, considérée jusqu'ici comme un liquide [2], [3], [4] a pu être obtenue à l'état cristallisé, F_{inst} 34-35°. Le chauf-

(*) Séance du 19 octobre 1953

(1) J. Rigaudy et L. Nedelec, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1287.

(2) W. Treibs et H. Klinkhammer, *Ber.*, 83, 1950, p. 367 et 84, 1951, p. 671.

(3) A. C. Cope et S. W. Fenton, *J. Amer. Chem. Soc.*, **73**, 1951, p. 1673.

(4) E. D. Bergmann et coll., *Bull. Soc. Chim.*, 1951, p. 684.

fage avec SeO_2 sans solvant au-dessus de 200° la transforme en un mélange de dibenzotropone, IV, et de tricétone, II, et, en ajustant la température, il est possible d'orienter la réaction vers la formation prépondérante de l'une ou de l'autre de ces cétones qu'on sépare alors facilement à l'état pur par cristallisation. En opérant à 210° on recueille ainsi de la dibenzotropone (Rdt : 50 à 60 %) et à 230° de la tricétone (Rdt : 40 %). Au-dessus de 230°, la formation d'anthraquinone en quantité importante rend la réaction inutilisable.

I II III IV

V VI, R = H VII, R = C_6H_5 VIII, R = H IX, R = C_6H_5

L'application de la méthode de Wolff-Kishner à la tricétone, II, permet de réduire d'une manière sélective l'un des carbonyles contigus et conduit ainsi avec des rendements élevés à la dibenzo-1.2,-4.5 subéranedione-3.6, VI, $C_{15}H_{10}O_2$. En effet, l'hydrate d'hydrazine réagit facilement à froid sur la tricétone II, en donnant une monohydrazone, V, $C_{15}H_{10}O_2N_2$, F_{inst} 158-160° (décomp.) (Rdt : 92 %), qui, mise en présence de soude alcoolique libère de l'azote dès la température ordinaire tandis que la dicétone formée reste en solution sous forme du sel alcalin de la forme énolique, VIII, coloré en rouge. En opérant à chaud, la décomposition de l'hydrazone est instantanée, le rendement atteint 70 %. (Il se forme en outre, en faible quantité, un produit insoluble dans les alcalis aqueux, F_{inst} 350°, dont l'étude a été provisoirement laissée de côté).

L'acidification de la solution alcaline rouge de dicétone précipite des aiguilles jaunes, peu solubles dans le benzène et qui se transforment par chauffage; elles présentent sur bloc une fusion peu nette instantanée vers 175°. Par sublimation, elles donnent des cristaux incolores, très solubles dans le benzène, F_{inst} 118°. Sans aucun doute, les aiguilles jaunes correspondent à la forme énolique ou dibenzo γ hydroxytropone, VIII, et les cristaux incolores à la forme dicétonique, VI. Nous l'avons d'ailleurs vérifié par titrage au brôme, les aiguilles jaunes fixant instantanément la quantité moléculaire de Br_2, les cristaux incolores pas du tout. Les deux formes tautomères sont pré-

sentes en solution ; dans l'alcool, nous avons trouvé 35 % environ d'énol à l'équilibre.

Plusieurs dérivés de ces deux formes ont été préparés :

Éther méthylique, $C_{16}H_{12}O_2$, F_{inst} 96-97°.
Benzoate, $C_{22}H_{14}O_3$, F_{inst} 142°.
Dinitro-2.4 phénylhydrazone, $C_{21}H_{14}O_5N_4$, F_{inst} 270-271°.
Dibenzo-1.2,-4.5 bromo-7 subéranedione-3.6, $C_{15}H_9O_2Br$, F_{inst} 168°.

Nous n'avons pas manqué d'étudier à titre de comparaison le comportement de la dibenzo-1.2,-4.5 phényl-7 subéranedione-3.6, VII, $C_{21}H_{14}O_2$, que Cook ([5]) a fortuitement obtenue par réarrangement du dibromure de benzylidène anthrone. D'une manière analogue, on précipite une forme énolique, IX, jaune, F_{inst} peu nette vers 158°, qui se transforme par chauffage en la forme dicétonique, VII, précédemment décrite ([5]). Les deux formes s'équilibrent également en solution. Des dérivés en ont déjà été préparés par Cook.

Il est à remarquer que ni VIII, ni IX ne donnent avec $FeCl_3$ la coloration verte caractéristique des tropolones ([6]) (avec VIII on a un précipité jaune brun, avec IX pas de coloration).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques diamines tertiaires et composés d'ammonium quaternaires diacétyléniques.* Note (*) de M. **Jean-Pierre Guermont** ([1]), présentée par M. Jacques Tréfouël.

Poursuivant l'étude sur les diamines acétyléniques, l'auteur a préparé les bases tertiaires de formule générale

$(R)_2NCH_2C\equiv C(CH_2)_nC\equiv CCH_2N(R)_2$; $R = CH_3$ ou C_2H_5; $n = 3$ ou 4

et leurs dérivés d'ammonium quaternaires, ainsi que les sels analogues où un groupement $-CH_2-$ de la chaîne est remplacé par un atome $-O-$.

Depuis plusieurs années, Marszak et ses collaborateurs étudient l'influence de la substitution d'une triple liaison à une liaison simple sur les variations des propriétés chimiques et pharmacologiques des composés aminés ([2]). Il a été constaté qu'une telle substitution réalisée dans des sels apparentés à l'acétylcholine, augmente de façon considérable, leurs propriétés parasympathico-

([5]) *J. Chem. Soc. London*, 1926, p. 2160 et 1928, p. 58; *voir* aussi G. L. Buchanan, *Chemistry and Industry*, 1952, p. 855.

([6]) J. W. Cook et J. D. Loudon, *Quarterly Reviews*, 5, 1951, p. 119.

(*) Séance du 28 octobre 1953.

([1]) Document retiré du pli cacheté n° 13 091, déposé le 4 mai 1953, ouvert à la demande de l'auteur le 28 octobre 1953.

([2]) Marszak, Jacob, Epsztein et Olomucki, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 246 et publications précédentes.

mimétiques, surtout lorsque la fonction acétylénique se trouve en α vis-à-vis des carbones portant la fonction ammonium.

On connaît peu les diamines acétyléniques ; pour notre part, nous en avons récemment décrit [3] quelques-unes à fonction éther. Pourtant, on sait que les composés diaminés présentent un grand intérêt pharmacologique ; les sels contenant deux fonctions ammonium quaternaires ont fait l'objet de nombreuses études en ce qui concerne leur activité curarimimétique.

Dans cette Note, nous décrivons d'abord la préparation de quelques diamines tertiaires et composés d'ammonium quaternaires dans lesquels les fonctions azotées se trouvent situées sur les carbones terminaux d'une chaîne diynique de 9 et 10 carbones, en α par rapport aux deux fonctions acétyléniques, et de formule générale :

$$IR_3NCH_2C{\equiv}C(CH_2)_nC{\equiv}CCH_2NR_3I.$$

La première de ces bases, la *bis*-(diméthylamino-1.9) nonadiyne-2.7 :

$$[(CH_3)_2NCH_2C{\equiv}CCH_2]_2CH_2 \qquad (\text{É}_{0,3}\ 98\text{-}99^\circ;\ n_D^{23}\ 1,4720)$$

a été préparée par action du formol et de la diméthylamine en solution dioxanique et en présence d'acétate de cuivre à une température de 80-90° sur l'heptadiyne-1.6, ce dernier étant obtenu par action de l'acétylure de sodium sur le dibromo-1.3 propane dans l'ammoniac liquide, selon une méthode déjà décrite [4].

Dérivé diiodométhylé :

$$[I(CH_3)_3NCH_2C{\equiv}CCH_2]_2CH_2 \qquad \text{F (eau et alcool) } 242\text{-}243^\circ.$$

En employant la diéthylamine à la place de diméthylamine on a abouti au *bis*-(diéthylamino-1.9) nonadiyne-2.7 :

$$[(C_2H_5)_2NCH_2C{\equiv}CCH_2]_2CH_2 \qquad (\text{É}_{0,3}\ 119\text{-}120^\circ;\ n_D^{21}\ 1,4700).$$

Dérivé diiodoéthyle :

$$[I(C_2H_5)_3NCH_2C{\equiv}CCH_2]_2CH_2 \qquad [\text{F (eau + alcool) } 147^\circ].$$

De façon analogue, en partant de l'octadiyne-1.7 préparé à partir du dibromo-1.4 butane, nous avons synthétisé les composés suivants :

Bis-(diméthylamino-1.10) décadiyne-2.8 :

$$[(CH_3)_2NCH_2C{\equiv}CCH_2CH_2]_2 \qquad (\text{É}_{0,4}\ 114^\circ;\ n_D^{25}\ 1,4700).$$

Dérivé diiodométhylé :

$$[I(CH_3)_3NCH_2C{\equiv}CCH_2CH_2]_2 \qquad [\text{F (eau et alcool) } 263^\circ].$$

([3]) J.-P. Guermont et I. Marszak, *Comptes rendus*, **235**, 1952, p. 252.

([4]) Lespieau et Journaud, *Comptes rendus*, **188**, 1929, p. 1410.

Bis-(diéthylamino-1.10) décadiyne-2.8 :

$[(C_2H_5)_2NCH_2C{\equiv}CCH_2CH_2]_2$ (Éb$_{0,4}$ 134-135°; n_D^{21} 1,4700).

Dérivé diiodoéthylé :

$[I(C_2H_5)_3NCH_2C{\equiv}CCH_2CH_2]_2$ [F(eau + alcool) 214°].

Toutes ces bases diacétyléniques ont été obtenues avec des rendements de 70 à 75 %. Leur hydrogénation catalytique en présence de nickel Raney, à température et pression ordinaires, a fourni, après absorption de 4 mol d'hydrogène les diamines saturées attendues.

Afin de comparer les divers sels d'ammonium signalés dans ce travail, avec leurs isostères, dans lesquels un groupement —CH_2— de la chaîne est remplacé par —O—, nous avons également préparé les composés d'ammonium quaternaires à partir des diaminoéthers diacétyléniques décrits par nous dans une Note précédente ([2]). Les constantes de ces sels ainsi que celles de leurs dérivés saturés sont consignées dans le tableau suivant :

$[I(CH_3)_3NCH_2C{\equiv}CCH_2]_2O$	[F (eau + alcool) 212-213°],
$[I(C_2H_5)_3NCH_2C{\equiv}CCH_2]_2O$	[F (alcool) 173-174°],
$I(CH_3)_3NCH_2C{\equiv}CCH_2$ \ O $I(CH_3)_3NCH_2C{\equiv}C(CH_2)_2$ /	[F (alcool + eau) 249°],
$I(C_2H_5)_3NCH_2C{\equiv}CCH_2$ \ O $I(C_2H_5)_3NCH_2C{\equiv}C(CH_2)_2$ /	[F (alcool) 193-194°],
$[I(CH_3)_3N(CH_2)_4]_2O$	[F (acétone + alcool + éther) 170°],
$[I(C_2H_5)_3N{-}(CH_2)_4]_2O$	[F (acétone + alcool + éther) 246-247°],
$I(CH_3)_3N(CH_2)_4$ \ O $I(CH_3)_3N(CH_2)_5$ /	[F (acétone + alcool + éther) 178°],
$I(C_2H_5)_3N(CH_2)_4$ \ O $I(C_2H_5)_3N(CH_2)_5$ /	[F (acétone + alcool + éther) 168°].

Les résultats des essais physiologiques seront publiés ultérieurement.

GÉOLOGIE. — *Sur la présence au Soudan français d'importants gisements de Vertébrés fossiles.* Note de MM. **René Lavocat** et **Henri Radier**, présentée par M. Charles Jacob.

Situés dans les falaises des auréoles sédimentaires du Sud et du Sud-Ouest de l'Adras des Iforas, ces gisements permettent une étude très complète de genres importants et apportent de sérieux arguments pour situer la position exacte de la coupure Crétacé-Eocène au Soudan.

L'Adrar des Iforas est ceinturé de l'Ouest au Sud-Est par des couches sédimentaires dont le pendage général rayonne vers l'Ouest, le Sud et le Sud-Est. Il s'agit d'une série marno-calcaire encadrée par deux autres gréso-argileuses, l'ensemble provoquant l'apparition d'une falaise marno-calcaire qui domine la vaste dépression du pourtour de l'Adrar des Iforas. De quelques dizaines de mètres de hauteur, et parfois largement échancrée par les vallées d'oueds drainant la dépression vers le Niger, cette falaise peut se suivre, sur quelque 500 km, du Tilemsi au Tamesna.

La coupe déjà relevée par V. Pérébaskine [1] dans la région de Tiguirirt et par A. Cornet [2] dans le Tilemsi, peut se schématiser ainsi :

La dépression et l'extrême base de la falaise correspondent aux grès et argiles du Continental Intercalaire. Ceux-ci sont recouverts par des bancs marno-calcaires, dont le sommet forme souvent un entablement et qui renferment une faune d'Invertébrés assez abondante : *Lybicoceras*, *Roudeirea*, *Echinotiara* et autres et, dans le banc supérieur, une profusion de *Cardita beaumonti* et d'*Alectryonia*; ces fossiles, notamment *Lybicoceras*, ont permis d'attribuer ces calcaires au Maëstrichtien.

La partie supérieure de la falaise comporte une série marno-calcaire se terminant par des calcaires blancs tendres qui passent généralement à un banc plus dur (siliceux ou silicifié ?) donnant de vastes plateaux aux formes d'érosion en lapiaz dites « terrecht ». L'ensemble renferme une faune variée et abondante de l'Yprésien. Entre cet Yprésien et le Maëstrichtien qui constituent les ressauts de la falaise, une rupture de pente correspond à une alternance de lits sableux et marneux d'âge mal défini; on pensait volontiers que le Danien y était représenté, au moins à la base.

Une première tournée effectuée par l'un de nous (H. R.) au début de 1952 lui avait permis de découvrir au long de la falaise, en de nombreux points, sur la rupture de pente, des restes fragmentaires de Vertébrés. La prospection méthodique de tous ces points, effectuée par R. Lavocat en fin 1952, au cours d'une mission de la Direction Fédérale des Mines et de la Géologie d'A.O.F., lui permit de découvrir, au pied des falaises d'In Farghas, à 35 km à l'Est de Samit et à 130 km au Nord-Est de Gao, un important gisement s'étendant sur plusieurs kilomètres de long. La visite de la butte de Cheit Keini, 10 km au Nord, entreprise en conséquence de cette première découverte, permit de retrouver là d'autres affleurements de grande étendue et de qualité. Enfin plus tard, au début de 1953, H. Radier trouva de nouveaux et beaux affleurements au Sud-Est d'In Farghas et dans la Tamaïa Zegerit.

La faune recueillie comporte des Poissons et des Reptiles : dents de

---

[1] *Bull. Ag. gén. Colonies*, 1952.

[2] *Trav. Inst. Rech. Sahar.*, 2, 1943, p. 177-197.

Ceratodus, nombreuses dentitions de Pycnodontes, un très grand nombre de plaques dentaires de *Myliobatis* et d'autres beaucoup plus rares d'un genre voisin de celui-ci. Les morceaux de carapace de Tortue sont fréquents. On récolte aussi, en grande abondance, des restes de la tête et de diverses régions du corps d'un Crocodilien longirostre appartenant au genre *Dyrosaurus* ou à un genre proche. Les crânes sont généralement fragmentaires; cependant l'un deux est complet, avec 70 cm de longueur environ. Plus de vingt arrière-crânes de toutes tailles et d'âges variés permettront une étude anatomique détaillée. Divers fragments, notamment une extrémité de rostre trouvée par R. Villemur au cours d'une brève visite à Cheit Keini indiquent que ce Crocodilien atteignait des dimensions gigantesques.

Le niveau fossilifère à Vertébrés dont il vient d'être question est directement superposé à la dalle maëstrichtienne à *Lybicoceras*, etc. C'est certainement le même que celui signalé en 1941 dans la région d'Asselar par Th. Monod [3], avec *Ceratodus* et Crocodilien.

Plusieurs des formes recueillies ne sont connues jusqu'à présent que dans le Tertiaire [4]. Ce fait, joint à diverses observations de terrain relatives à la répartition des éléments de cette faune permet de conclure de façon probable que ces couches sont, non pas daniennes comme portaient à le croire les faunes de Mollusques, mais tertiaires, probablement paléocènes, plaçant ainsi d'une façon précise la coupure Crétacé-Tertiaire au Soudan français, au moins dans toute l'étendue de la falaise allant du Tilemsi au Tamesna [5].

GÉOPHYSIQUE. — *L'effet de l'équateur magnétique sur l'ionisation de la couche* Es. Note de M. **Karl Rawer**, présentée par M. Jean Cabannes.

Le maximum de l'ionisation sporadique sur l'équateur magnétique existe seulement pour les centres des « nuages d'ionisation » et non pour le plafond minimum. L'effet ne se produit que durant la journée.

Au cours d'une analyse détaillée d'observations ionosphériques relatives à la couche E sporadique (Es) nous avons examiné le comportement de différentes caractéristiques de cette couche. Nous indiquons ici quelques résultats que nous avons obtenus au sujet de la répartition de ces caractéristiques aux latitudes basses et moyennes.

---

(3) *Rev. Géogr. Phys. Géol. Dyn.*, Fasc. 4, 1941, p, 461-479.

(4) Communication orale de C. Arambourg, concernant *Myliobatis* et *Dyrosaurus*.

(5) R. Furon *C. R. somm. Soc. Géol. Fr.*, 1949, p. 312.

Récemment S. Matsushita [1] a constaté que les valeurs de la « top frequency » fEs montrent un effet très marqué de la latitude magnétique avec un maximum sur l'équateur magnétique. Ce résultat a été déduit de mesures effectuées entre 9 et 15 h T. L. M.; le maximum est marqué pour les stations de Christmas Island, Leyte et surtout Huancayo (Pérou), cette dernière étant située sur l'équateur magnétique.

Au lieu de combiner les mesures de toutes les stations du monde, nous avons analysé seulement les mesures des stations d'Afrique et d'Europe; depuis la création des stations africaines de Dakar, Djibouti, Lwiro, Nairobi et Ibadan (la dernière sur l'équateur magnétique) on dispose sur le continent africain d'un réseau intéressant. Les trois premières stations sont équipées du même type de sondeur et les mêmes règles sont utilisées pour le dépouillement, leurs résultats sont donc incontestablement comparables entre eux. Nous évitons ainsi les critiques indiquées par Matsushita [2] à la suite d'une analyse que nous avions publiée antérieurement [3] et suivant laquelle les valeurs fEs obtenues avec différents sondeurs ne sont parfois guère comparables.

Nous avons d'abord considéré les médianes mensuelles de fEs pour toute la journée. L'effet annoncé par Matsushita se révèle déjà nettement dans les résultats des trois premières stations, le maximum relatif se situe à Djibouti. Si l'on introduit encore Ibadan, il y apparaît un maximum très élevé. Vers midi la médiane dépasse souvent 10 MHz, valeur jamais atteinte en médiane par une des autres stations. Le maximum est exclusivement un effet de jour, il apparaît au lever du soleil, il disparaît au coucher. Durant la nuit les valeurs observées à Ibadan sont très faibles et même inférieures aux observations de moyenne latitude. L'équateur magnétique ne semble donc être privilégié que pendant les heures d'ensoleillement. Ce résultat nous rappelle d'ailleurs le comportement de la couche F 2 dans la même région [4].

Au lieu des médianes mensuelles (dont la probabilité est 50 %) nous avons considéré pour un mois la valeur de fEs ayant une probabilité de 20 % seulement. Ces valeurs élevées montrent durant la journée un maximum encore plus accentué qui est centré sur Ibadan et qui apparaît déjà nettement dans les valeurs de Djibouti.

D'autre part nous avons examiné les valeurs de la fréquence d'occultation, fbEs correspondant à la première transparence de la couche Es

---

(1) *J. Geomag. Geoelect.*, 3, 1951, p. 44; *Rep. Ionosph. Res. Japan*, 6, 1952, p. 118-119.

(2) *Rep. Ionosph. Res. Japan*, 6, 1952, p. 123-124.

(3) *I. C. S. U. Mixed Commission on Ionosphere*, 1951, p. 114.

(4) R. Eyfrig, E. Harnischmacher et K. Rawer, *J. Geophys. Res.*, 55, 1950, p. 261.

apparaissant sur l'axe des fréquences. Cette caractéristique n'est pas indiquée par Ibadan. D'après les résultats des autres stations il n'y apparaît rien d'extraordinaire, l'effet de l'équateur s'il existe est extrêmement faible. La courbe des médianes dépasse très peu celle de la fréquence critique de la couche E normale. Il y a seulement une prolongation de la courbe journalière des fbEs au delà du coucher du soleil, l'allure générale étant ainsi légèrement dissymétrique. Notons encore que Ibadan ajoute le symbole « Y » à 80 % de ses valeurs très élevées de fEs, il en résulte que la trace de la réflexion n'est pas continue. On peut donc supposer que la fréquence d'occultation fbEs est assez faible aussi à Ibadan, malgré les valeurs élevées de fEs.

En conclusion nous pouvons constater qu'une augmentation très nette de l'ionisation de la couche Es existe sur l'équateur magnétique mais seulement pour des nuages d'ionisation apparaissant dans cette couche mince [3]. Par contre le plafond minimum d'ionisation (qui est caractérisé par fbEs) ne semble pas subir cette influence de l'équateur magnétique qui d'ailleurs ne s'exerce que pendant le jour. Ce résultat nous semble très intéressant pour la théorie de la couche Es et des effets magnétiques dans l'ionosphère. Il intéresse aussi les applications pratiques dans la prévision de la propagation des ondes décamétriques.

GÉOPHYSIQUE. — *Quelques résultats relatifs à la fréquence critique et au facteur de transmission de la couche ionosphérique* F 1. Note de M. **Emil Theissen**, présentée par M. Jean Cabannes.

1° Les fréquences critiques de la couche F 1 peuvent être représentées par la formule foF 1 $= k \cos^n z$. Des mesures de Fribourg on déduit $n = 0,22$.

2° Le facteur de transmission (M 3000) F 1, subit une variation journalière et saisonnière suivant la loi : $M_0 \cos^m z$ avec $m = 0,08$ ($\pm$ 0,02).

1° Les fréquences critiques de la couche F 1, foF 1, varient avec le temps et la latitude géographique. Cette variation peut être représentée approximativement par la formule [1]

$$\text{foF } 1 = k \cos^n z, \tag{1}$$

où z est l'angle zénithal du soleil, k est la fréquence critique pour $z = 0$. Les valeurs des paramètres k et n sont rapidement trouvées par un simple procédé graphique en échelles logarithmiques [2].

---

(1) D. H. Menzel et J. G. Wollbach, résumé *voir : Recueil des Travaux de l'Assemblée générale de « l'U. R. S. I. »* 8, IIe partie.

(2) E. Harnischmacher, *a. Deutsche Luftfahrtforschung, Z. W. B.*-U. M. **827**, 1944; *b. Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 1301.

Nous avons appliqué ce procédé aux mesures effectuées à la station de Fribourg (48,1° N; 7,8° E) de 1946 à 1952. Pour les mois de mars à septembre nous avons pu déterminer une valeur moyenne de $n = 0,22$; les valeurs extrêmes sont $n = 0,14$ (septembre 1946) et $n = 0,29$ (août 1948). On n'a pu déceler aucune variation de n saisonnière ou undécennale ([1]). Par contre la valeur de k varie nettement avec les moyennes glissantes des taches solaires R. En première approximation nous trouvons la relation linéaire

$$k(\text{MHz}) = 4,30 + 0,012\,\bar{\text{R}}. \tag{2}$$

A peu près 50 % des valeurs observées peuvent être représentées par (2) avec une exactitude de $\pm 0,10$; les valeurs les plus aberrantes apparaissent surtout au printemps et en automne où, dans nos régions, la couche F 1 n'est guère séparée de la couche F 2.

2° Pour réaliser une liaison radio-électrique par l'intermédiaire de l'ionosphère entre deux points distants ce n'est pas seulement la fréquence critique d'une couche qui est décisive, mais la fréquence maximum utilisable en direction oblique : (MUF). Celle-ci est tirée des enregistrements (ionogrammes) par application des « courbes de transmission » pour certaines distances fixes, par exemple 3 000 km. A Fribourg nous avons étudié la caractéristique, F 1-3000-MUF, pour une série d'enregistrements. La relation indiquée ci-dessus [équation (1)] a été vérifiée pour les médianes mensuelles. Il existe une relation quasi-linéaire entre (log MUF) et (log cos z). Mais la pente des droites correspondantes est plus forte que pour foF 1.

Or le rapport de la MUF et de la fréquence critique, à savoir

$$(\text{M }3000)\text{F }1 = \frac{\text{F }1\text{-}3000\text{-MUF}}{\text{foF }1} \tag{3}$$

est par définition le « facteur de transmission ». Ce facteur M est essentiellement fonction de la hauteur et de l'épaisseur de la couche, il est indépendant de la valeur de la concentration électronique. L'analyse des médianes mensuelles révèle une variation journalière et saisonnière :

a. Vers *midi* les facteurs M ont un maximum;

b. A la même heure pour différents mois on trouve en général des facteurs plus élevés en *été* qu'au printemps ou en automne.

L'ensemble de ces résultats provisoires nous ont conduit à supposer pour le facteur de transmission également une variation avec l'angle zénithal selon :

$$(\text{M }3000)\text{F }1 = \text{M}_0 \cos^m z. \tag{4}$$

Nous avons comparé les résultats obtenus avec ceux de la station de Washington qui publie depuis longtemps cette caractéristique ([3]). Pour les

---

([3]) *C. R. P. L.-F., Ionospheric Data.*

mois d'été (mars à septembre) des années 1949 à 1952 nous obtenons ainsi une valeur de m de $0,08 \pm 0,02$. Les deux lois trouvées en a et b sont ainsi confirmées; en outre il y a deux autres variations avec le temps :

c. Pendant le minimum du cycle solaire les facteurs M_0 sont en général plus élevés qu'au maximum; ceci signifie que la hauteur de la couche F 1 augmente avec l'activité solaire;

d. Pour deux tiers des cas, le facteur de transmission est légèrement plus élevé avant midi qu'à l'heure correspondante de l'après-midi, la différence est environ 0,1.

Par comparaison des moyennes glissantes de M_0 avec les mêmes moyennes des taches solaires, $\overline{R}$, nous avons obtenu une relation entre M_0 et l'activité solaire qui — en première approximation — peut être représentée par deux droites :

$$M_0 = \begin{cases} 3,98 - \dfrac{\overline{R}}{300} & \text{pour } \overline{R} \leqq 108, \\ 3,62, \text{ constant} & \text{pour } \overline{R} \geqq 108. \end{cases} \tag{5}$$

A priori ces valeurs numériques ne sont valables que pour Washington et la partie décroissante du cycle solaire actuel. Mais nous pouvons les tester par le procédé suivant : nous avons calculé pour chaque heure des mois en question les valeurs de (M 3000)F 1 en utilisant les équations (4) et (5); les résultats ont été comparés avec les valeurs médianes mensuelles observées (environ 300 valeurs). Cette comparaison est très satisfaisante. A peu près 50 % des points présentent un écart inférieur à 0,05 et 90 % des cas sont compris dans un intervalle de $\pm 0,15$. La dispersion standard est 0,10.

Les deux analyses décrites permettent de tirer cette conclusion que la F 1 — 3000 — MUF varie approximativement suivant $\cos^{(m+n)} z$ avec $(m+n) \geqq 0,25$, résultat intéressant pour les applications pratiques.

GÉNÉTIQUE. — *Sur la longévité des souches de* Podospora anserina. Note de M. **Georges Rizet**, présentée par M. Roger Heim.

Chaque souche de *Podospora* présente une distribution caractéristique de longévité. Cette distribution dépend du milieu extérieur et du génotype; elle dépend également de la taille des semis utilisés dans les repiquages.

Nous savons [1] que les souches de *Podospora anserina*, entretenues constamment en multiplication végétative s'arrêtent de croître au bout d'un certain temps et que, à ce moment, les extrémités des filaments meurent; nous avons indiqué (*loc. cit.*) que ces phénomènes se produisent,

---

(1) *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 838.

selon les souches, au bout de temps très variables. Ceci implique-t-il que chaque souche est caractérisée par une longévité définie ?

Sur un milieu solide, la germination d'une ascospore fournit un disque mycélien sur lequel on peut prélever de nombreux semis, servant de point de départ à autant de lignées, que nous appellerons jumelles et qui peuvent être repiquées séparément. Nous n'avons utilisé le plus souvent que quatre lignées jumelles par souche ce qui nous a permis d'étudier la longévité de souches nombreuses et de faire ainsi l'analyse, au point de vue longévité, de la descendance de certains croisements. Les observations faites de cette manière conduisent à deux résultats qui semblent discordants : elles montrent qu'il existe des souches à longévités très différentes, mais elles montrent également que, pour une souche donnée, la longévité n'est pas la même pour les divers jumeaux, les écarts étant d'autant plus grands qu'il s'agit de souches à plus grande longévité.

Pour préciser ces résultats, nous avons donc repris l'étude de quelques souches en utilisant pour chacune d'elles un très grand nombre de lignées jumelles (jusqu'à 500). La courbe représentée sur la figure 1 traduit les

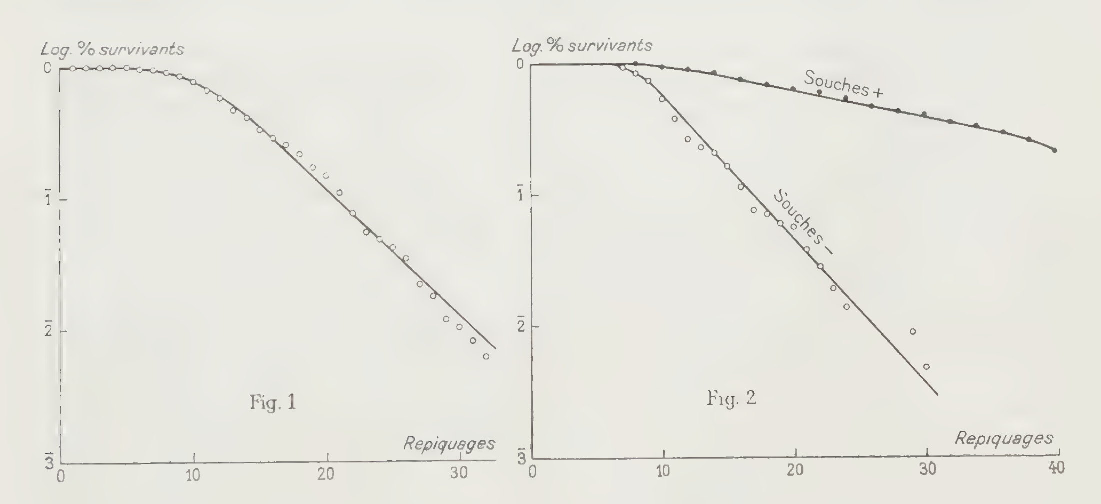


Fig. 1

Fig. 2

résultats fournis par la souche 1489 cultivée sur moût de maïs à 25° et repiquée tous les quatre jours. On a porté en abscisses le temps de croissance (nombre de repiquages) et en ordonnées le logarithme du nombre des survivants. La longévité moyenne de ces lignées était de 61 jours, mais la mort s'est échelonnée selon les lignées entre le 29e et le 137e jour de croissance. Toutefois les morts étaient très inégalement répartis à l'intérieur de ces limites, puisque les 3/5 de ces jumeaux sont morts entre le 41e et le 69e jour.

La même forme générale de courbe s'observe pour toutes les souches étudiées : on obtient d'abord un palier, puis, après une légère incurvation,

une droite. Pour les souches dont la longévité moyenne est plus grande que celle de la souche 1489, la mort commence plus tard et s'échelonne sur une période encore plus importante : le palier est plus long et la pente de la droite plus faible. C'est l'inverse pour les souches à longévité plus courte. La contradiction relevée plus haut n'est donc en réalité qu'apparente : chaque souche peut être effectivement caractérisée par sa longévité, mais celle-ci correspond, non à une durée précise, mais à une distribution, dans une certaine mesure aléatoire et traduisible par une courbe.

Pour une souche donnée, les résultats obtenus n'ont de valeur que dans des conditions définies; si l'on utilise un milieu ou une température qui augmentent la vitesse de croissance, la longévité moyenne diminue et la pente de la droite augmente. Par ailleurs, si au lieu d'utiliser des semis de taille habituelle (3 à 4 mm), on utilise des semis très petits (moins de 1 mm), la mort s'échelonne sur une période beaucoup plus courte. Ainsi, des 480 jumeaux constituant la souche 157, 240 repiqués en utilisant de petits semis sont morts entre le 27e et le 42e jour; les 240 autres, repiqués en utilisant des semis normaux ont commencé à mourir approximativement en même temps que les précédents (le 30e jour), mais n'étaient pas encore tous morts après 76 jours de croissance.

Nous avons cherché également à préciser les facteurs qui déterminent les différences de longévité entre les diverses souches étudiées. Le génotype, et en particulier le signe (ou un gène étroitement lié à celui-ci) joue un rôle décisif. Ainsi dans la descendance de croisements entre une souche — à faible longévité et une souche + à longévité plus grande, nous avons observé que, parmi les souches filles, les souches + avaient une longévité plus grande que les souches — (105 jours en moyenne pour les souches + et 42 jours pour les souches —). En considérant ensemble toutes les souches + d'une part et toutes les souches — d'autre part, nous avons obtenu les courbes de mortalité (*fig.* 2) semblables à celles fournies par les divers jumeaux d'une même souche; les souches + et — constituent donc deux catégories homogènes.

D'autres expériences conduites de la même manière ont montré l'influence du couple I*i*. Le croisement entre une souche I + à grande longévité et *i* — à faible longévité a fourni des souches dont la longévité moyenne était de 36 jours pour les souches *i* —, 64 jours pour les souches *i* +, > 96 jours pour les souches I — et enfin > 124 jours pour les souches I +.

En résumé, la longévité des souches de *Podospora anserina* dépend du milieu extérieur et du génotype, et l'on peut ainsi généraliser à la totalité des génotypes étudiés de cette espèce les résultats que Sheng [2] a obtenu pour certaines souches de *Neurospora*. La longévité dépend également de

---

[2] *Genetics*, 36, 1951, p. 199-212.

la taille des semis utilisés dans les repiquages, les petits semis entraînant une faible longévité. Enfin, même si tous les facteurs envisagés demeurent constants, elle est dans une certaine mesure aléatoire, sa distribution pouvant être traduite par une courbe.

D'autres faits seront encore rapportés qui aideront peut-être à l'essai d'interprétation de ces résultats.

PHYSIOLOGIE. — *Étude de l'action narcobiotique sur les germes microbiens.* Note de MM. **Philippe Decourt**, **Robert Gastal** et **Robert Grenat**, présentée par M. Jacques Trefouël.

L'action narcobiotique est sensiblement du même ordre de grandeur chez les bactéries que chez les autres êtres vivants. Elle est très faible, par contre, sur les spores (qui sont à l'état de « vie latente »), plus forte quand la division bactérienne est plus active. Une action plus faible sur quelques germes particuliers paraît en rapport avec une particularité diastasique.

Nous avons mesuré l'action de plusieurs narcobiotiques sur divers germes microbiens [1]. Les essais ont été effectués généralement dans des tubes d'eau peptonée additionnée de concentrations variées des produits (ceux-ci pouvant produire un précipité important dans le bouillon), et ensemencés avec des germes en culture de 24 h. L'action a été mesurée d'après les concentrations minima capables d'inhiber complètement le développement bactérien (action bactériostatique) ou d'en retarder l'apparition pendant 24 ou 48 h. Avec la chlorpromazine (narcobiotique le plus actif) cette action a été obtenue aux concentrations suivantes pour quelques germes aérobies et anaérobies : *B. subtilis :* 1/30 000e; *Entérocoque :* 1/30 000e, *Streptocoque :* 1/33 000e; *Staphylocoque :* 1/25 000e; *Vibrion septique :* 1/32 000e; un anaérobie isolé de fumier de lapin : 1/32 000e.

Le contenu des tubes restés apparemment stériles au bout de 48 h a été ensemencé dans des tubes de bouillon sans narcobiotique pour voir la limite de l'action irréversible (bactéricide). Celle-ci a été trouvée à la concentration de 1/15 000e pour les germes aérobies précédents. Par contre, pour les anaérobies, elle s'est montrée très faible ou même inférieure à la concentration la plus forte que nous ayons pu utiliser : 1/2 000e pour le vibrion septique, moins de 1/1000e pour le second germe anaérobie. Il nous a été d'ailleurs difficile de la fixer avec précision, la chlorpromazine commençant à former un précipité en eau peptonée à partir de la concentration de 1/4 000e. Cette inactivité relative après repiquage s'explique par la présence de formes sporulées. Avec G. Anguera nous avons constaté le même fait chez les champignons : alors que l'action de la chlorpromazine

(1) *Comptes rendus,* 236, 1953, p. 1195; 236, 1953, p. 1445; 236, 1953, p. 2268.

sur *Sterygmatocystis nigra* apparaît aux concentrations voisines de 1/25 000e, les spores résistent à des concentrations très élevées. On ne peut s'en étonner car les spores sont à l'état de « vie latente » suivant l'expression de Claude Bernard, tandis que l'action narcobiotique s'exerce vis-à-vis des organismes à l'état de vie active. Ceci confirme bien que l'action narcobiotique porte essentiellement, sinon exclusivement, sur l'activité vitale proprement dite.

En dehors de cette particularité, on constate que l'action narcobiotique est sensiblement analogue sur ces différents germes, et sensiblement du même ordre de grandeur que pour des organismes vivants très différents (on a vu précédemment que l'action irréversible est comprise entre les concentrations de 1/20 000 à 1/40 000e pour un infusoire comme *Tetrahymena piriformis*, les graines d'une plante supérieure comme *Lepidium sativum* ou un champignon comme *Sterygmatocystis nigra*). Cette uniformité relative de l'intensité de l'action narcobiotique peut être facilement mise en évidence en utilisant un autre procédé. On ensemence une série de boîtes de Pétri avec des aérosols de germes microbiens et de champignons microscopiques, et l'on place un comprimé de chlorpromazine au centre de chaque boîte : la culture pousse en laissant une zone d'inhibition dont le diamètre est sensiblement le même pour les divers germes microbiens et les champignons.

Certaines différences expérimentales peuvent modifier légèrement l'intensité de l'action narcobiotique : mesurant l'activité de la chlorpromazine sur quatre couches de staphylocoques en utilisant pour chacune d'entre elles des cultures de 6, 24 et 48 h, nous avons constaté que :

1° d'une façon générale l'action narcobiotique est légèrement plus faible si elle porte sur une culture plus ancienne (pour une souche, par exemple, l'action réversible est apparue à 1/30 000e pour la culture de 6 h, 1/25 000e pour la culture de 24 h, 1/20 000e pour la culture de 48 h), ce qui s'explique probablement par le fait que l'action narcobiotique est *a priori* d'autant plus forte qu'elle porte sur un organisme dont le métabolisme est plus élevé;

2° cette action réversible n'est pas la même pour les diverses souches (variant, pour la culture de 6 h, de 1/30 000e à 1/15 000e)·

3° l'action irréversible n'a été obtenue sur ces quatre souches qu'à la concentration de 1/5 000e (relativement basse puisqu'on l'obtient souvent à la concentration de 1/15 000e avec d'autres germes).

Le bacille de Bordet s'est montré un peu plus sensible que les précédents à l'action narcobiotique : sur deux souches en phase IV l'action réversible s'est manifestée à partir de la concentration de 1/50 000e et l'action irréversible à la concentration de 1/25 000e.

Nous devons classer à part trois espèces qui se sont au contraire montrées

nettement moins sensibles à l'action narcobiotique, le *Colibacille*, le *Typhi murium et* l'*Aerobacter aerogenes :* le début de l'action inhibitrice n'a été constaté qu'à partir de 1/5 000e pour le premier, et de 1/2 000e pour les deux derniers. Ces concentrations sont les plus fortes que nous ayons dû utiliser pour obtenir une action narcobiotique réversible sur des organismes vivants. Sans qu'il nous soit possible de préciser encore la raison de cette particularité, nous croyons utile d'indiquer une hypothèse qui pourra peut-être l'expliquer quand sera mieux connu le mécanisme intime de l'action narcobiotique. Une Note antérieure a indiqué les raisons pour lesquelles nous pensons que l'universalité de l'action narcobiotique correspond probablement à une inhibition (réversible, puis irréversible) de certaines diastases dont le rôle est essentiel à l'activité vitale de tous les organismes vivants (2). Cette activité porterait en particulier sur les apodiastases des déshydrogénases. Or, tandis que ces dernières existent d'une façon à peu près constante dans les organismes vivants les plus divers, les hydrogènes-lyases sont peu répandues et on ne les a signalé que dans quelques groupes de bactéries, en particulier chez les colibacilles. Cette particularité diastasique explique peut-être la résistance relative des germes de ce groupe à l'action narcobiotique.

HISTOPHYSIOLOGIE. — *Sur l'existence, chez quelques Crustacés Malacostracés, d'un organe comparable à la glande de la mue des Insectes.* Note de M. **Manfred Gabe**, présentée par M. Louis Fage.

Mise en évidence, chez 58 espèces de Crustacés Malacostracés, d'un organe doté des mêmes caractères histologiques que la glande de la mue des Insectes ; ses modifications de structure au cours du cycle d'intermue autorisent l'hypothèse de son intervention dans le déterminisme des mues.

Des recherches histophysiologiques sur les glandes endocrines céphaliques des Isopodes (1), (2) m'ont fourni l'occasion de trouver, dans le métamère antennaire de ces Péracarides, un organe doté de tous les caractères histologiques de la glande ventrale des Insectes Hétérométaboles. L'absence de données bibliographiques sur cette formation et les particularités histologiques mentionnées ci-dessus devaient inciter à rechercher l'organe en question chez d'autres Crustacés et à étudier ses modifications éventuelles au cours du cycle d'intermue.

La recherche de cet organe, que je propose de désigner sous le nom d'organe Y, s'est montrée positive chez les Crustacés suivants :

---

(2) Ph. Decourt, *Soc. Sciences Natur. du Maroc*, 5 mai 1953.

(1) M. Gabe, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 900.
(2) M. Gabe, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 973.

Décapodes : *Crangon vulgaris* Fabr., *Athanas nitescens* Leach, *Caridina desmaresti* Milne-Edw., *Gnathophyllum elegans* Latr., *Leander serratus* Penn., *Leander adspersus* Rathke, *Cambarus affinis* Say, *Upogebia littoralis* Risso, *Paguristes oculatus* Fabr., *Clibanarius misanthropus* Risso, *Diogenes pugilator* Roux, *Eupagurus cuanensis* Thomps., *Eupagurus bernhardus* L., *Eupagurus prideauxi* Leach, *Galathea squammifera* Leach, *Galathea strigosa* L., *Porcellana longicornis* Penn., *P. platycheles* Penn., *Ilia nucleus* L., *Carcinus mænas* L., *Pachygrapsus marmoratus* Fabr., *Eriocheir sinensis* Milne-Edw., *Pisa tetraodon* Penn., *Achæus Cranchii* Leach, *Macropodia rostrata* L.

Stomatopodes : *Squilla mantis* L.

Amphipodes : *Gammarus pulex* (L.), *Gammarus marinus* Leach, *Gammarus locusta* (L.), *Echinogammarus Berilloni* (Catta), *Carinogammarus Rœseli* (Gervais), *Talitrus saltator* (Mtg.), *Orchestia gammarella* (Pallas), *O. mediterranea* (Costa).

Isopodes : *Idotea baltica* Pallas, *I. metallica* Bon., *I. viridis* Stebb., *Anilocra physodes* L., *Sphæroma serratum* Fabr., *Dynamene bidentata* Dana, *Asellus aquaticus* L. *Helleria brevicornis* Ebn., *Ligia oceanica* L., *L. italica* Fabr., *Oniscus asellus* L., *Porcellio scaber* Latr., *P. lævis* Latr., *P. rathkei* Brdt., *Metoponorthus pruinosus* Brdt., *Armadillo officinalis* Desm., *Armadillidium sordidum* Dollf., *A. esterelanum* Dollf., *A. maculatum* Brdt.

Cumacés : *Cumopsis longipes* (Dohrn),

Mysidacés : *Praunus flexuosus* Mtg., *Paramysis* sp., *Siriella* sp.

Leptostracés : *Nebalia Geoffroyi* Leach.

Localisé dans le métamère antennaire chez les Crustacés à rein maxillaire, dans le deuxième métamère maxillaire chez ceux dont le rein est antennaire, l'organe Y est accolé à l'hypoderme par une base d'implantation plus ou moins large; sa forme peut être conique (Brachyoures), lenticulaire (Natantia), foliacée (Isopodes et Amphipodes). L'innervation est assurée par le ganglion sous-œsophagien.

L'organe est formé de cellules égales entre elles; il ne possède pas de canal excréteur et n'est doté d'une vascularisation spéciale que chez les Brachyoures, où sa taille relative est très grande. Les cellules, dont la taille moyenne oscille autour de 10 μ, possèdent des noyaux ronds, à chromatine dense et à nucléoles petits, mais nets. Le cytoplasme contient des chondriocontes assez courts et des mitochondries; dépourvu de glycogène et de lipides osmiophiles, il contient une grande quantité de ribonucléines pyroninophiles et est doté d'une activité phosphatasique alcaline d'intensité moyenne.

L'aspect général de l'organe Y rappelle de façon saisissante celui de la glande ventrale des Insectes Hétérométaboles, en particulier des Odonates et des Plécoptères ([3]), ([4]) ; la ressemblance avec la glande ventrale des Thysanoures ([5]) et avec la glande de la mue de *Tenebrio mo-*

([3]) L. Arvy et M. Gabe, *Ann. Sci. nat. Zool.*, (II), 14, 1952, p. 346.

([4]) L. Arvy et M. Gabe, *Arch. Zool. exp. gén.* (sous presse).

([5]) M. Gabe, *Bull. Soc. zool. France*, 78, 1953, p. 177.

litor L. ([6]) est également très grande. Les particularités cytologiques et histochimiques autorisent aussi la comparaison avec la glande de la mue (glande prothoracique, cellules péritrachéennes, parties latérales de l'anneau de Weismann) des Holométaboles, dont la morphologie générale est, évidemment, assez différente.

A ces données statiques, qui permettraient de poser la question d'un rôle éventuel de l'organe Y dans le déroulement des mues, s'ajoutent des notions tirées de l'évolution au cours du cycle d'intermue. En effet, l'organe Y montre, au stade D du cycle ([7]), et plus particulièrement durant l'étape D_1, une « vacuolisation » discrète des cytoplasmes et, surtout, un polymorphisme nucléaire comparable à celui de la glande prothoracique des Holométaboles et de la glande ventrale des Amétaboles. La persistance de l'organe Y, qui s'oppose à la disparition de la glande de mue chez l'imago des Insectes Ptérygotes, pourrait être en rapport avec la persistance des mues chez les Crustacés malacostracés parvenus à maturité sexuelle; il en est de même chez les Thysanoures ([5]).

Dans l'ensemble, les données histophysiologiques autorisent donc l'hypothèse d'une intervention de l'organe Y dans la régulation des mues chez les Crustacés malacostracés.

ENDOCRINOLOGIE. — *Les effets hypoglycémiants de l'intermédine chez le Lapin.* Note de MM. **Remy Collin** et **Marcel Verain**, présentée par M. Robert Courrier.

L'intermédine injectée au Lapin par voie intraveineuse, sous-cutanée ou intramusculaire provoque une hypoglycémie remarquable qui ressemble à l'hypoglycémie insulinique.

On connaît encore insuffisamment les propriétés de l'intermédine en dehors de son action sur les mélanophores et l'épithélium pigmentaire de la rétine. On sait cependant que cette hormone est antagoniste de l'adrénaline en ce qui concerne les changements de couleur physiologiques de la peau et la position d'obscuration ou de lumière du pigment rétinien chez les Batraciens.

D'autre part, Jores ([1]) a signalé que l'injection intracérébrale d'hormone pigmentaire provoque, chez le Lapin, une augmentation de la glycémie.

En partant de la notion d'un antagonisme intermédine-adrénaline et du fait connu depuis longtemps que l'adrénaline possède une activité

([6]) L. Arvy et M. Gabe, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 844.

([7]) P. Drach, *Thèse Doctorat Sciences*, Paris, 1939.

([1]) *Klinische Endocrinologie*, Berlin, Springer, 1949.

hyperglycémiante, M[lle] S. Besson a été amenée en 1944 (²) à doser le glucose sanguin de Grenouilles noircies par injection d'intermédine Merck dans le sac lymphatique dorsal, et montré que cette hormone, à la dose de 2,5 unités par animal, diminuait la glycémie d'un tiers environ en 15 à 20 mn.

Dans une autre perspective de recherches, l'hypothèse de travail émise par l'un de nous (³), d'un antagonisme entre l'intermédine et la neuro-sécrétion d'origine hypothalamique, compte tenu que le métabolisme des glucides est actuellement interprété par des facteurs hyperglycémiants (préhypophysaire, posthypophysaire, cortico-surrénalien, médullo-surrénalien et thyroïdien) et un seul facteur hypoglycémiant, l'insuline, nous avons été conduits à étudier l'influence de l'intermédine chez le Lapin.

Chez des animaux à jeun depuis 24 h, non anesthésiés, et restés à jeun pendant toute la durée des expériences, le sang a été prélevé dans la veine marginale de l'oreille avant et après injection de quantités variées d'intermédine Choay, dosée en unités-Vairon. L'introduction de l'hormone a été réalisée par voie intra-veineuse, par voie sous-cutanée et par voie intramusculaire. Les dosages de glucose sanguin ont été effectués par la micro-méthode de Bang.

Dans nos expériences qui n'ont pas entraîné de troubles extérieurs chez les animaux, l'intermédine a provoqué une chute importante de la glycémie, suivie d'un retour au taux initial qui a été dépassé deux fois.

Nos premiers résultats sont consignés dans le tableau ci-dessous où ne figurent pas les chiffres détaillés concernant les deux parties descendante et ascendante de la courbe de niveau du sucre sanguin, mais seulement les flèches d'hypoglycémie.

Animal éveillé.	Poids (g).	Voie d'introduction.	Nombre d'unités V par kilogramme.	Flèche hypoglyc. (g ‰).	Temps (mn).	Nombre de dosages.	Observation.
Lapin n° 1...	2840	intraveineuse	105	0,31	90	4	(*)
» n° 2...	3000	»	50	0,20	30	6	
» n° 3...	3150	sous-cutanée	100	0,49	105	6	
» n° 4...	3500	intramusculaire	50	0,27	60	6	

(*) L'expérience n° 1 n'a pas été poussée au delà de 90 mn.

La flèche d'hypoglycémie, c'est-à-dire la différence entre la glycémie initiale et la glycémie minima a été obtenue dans des temps variables suivant la voie d'introduction de l'intermédine et les quantités d'hormones utilisées. Mais il est remarquable que, dans tous les cas, la chute

(²) *Thése Sc.*, Nancy, 1944, publiée en 1946.

(³) R. Collin, *Rev. méd.*, Nancy, juillet 1953, p. 568.

de la glycémie a été rapide et déjà notable au bout de 30 mn : 0,07, 0,20, 0,49 et 0,12 g, respectivement chez les Lapins 1, 2, 3, 4.

Chez celui de nos animaux (n° 2) qui avait reçu 50 uVk, par voie intraveineuse, le retour à la glycémie initiale s'est produit en moins d'une heure. Chez le Lapin n° 3 (100 uVk par voie sous-cutanée) qui a présenté la flèche d'hypoglycémie la plus élevée, le retour à la glycémie initiale, amorcé entre la 105ᵉ et la 180ᵉ minutes, n'était pas terminé au bout de 4 h. Chez le Lapin n° 4, il s'est produit entre la 105ᵉ et la 180ᵉ minute.

Les flèches d'hypoglycémie intermédiniques obtenues chez le Lapin, dans les conditions indiquées, ont varié de 0,20 à 0,49 g ‰, alors que les flèches d'hypoglycémie insulinique obtenues par Sendrail chez l'Homme, dans l'épreuve de tolérance à l'insuline, s'échelonnaient entre 0,18 et 0,33 g ‰.

Ce fait semble indiquer que, compte tenu de la différence d'activité entre les unités-Vairon d'intermédine et les unités cliniques d'insuline, différence que nous ne savons pas encore exprimer pondéralement, à cause de l'insuffisance de nos connaissances sur la nature chimique de l'intermédine, il existe une parenté physiologique entre les pouvoirs de l'intermédine et ceux de l'insuline.

Cette parenté se manifeste encore par le fait que la phase ascendante de la courbe qui fait suite à l'hypoglycémie minima semble, dans les deux cas, devoir être rapportée à une remontée de la glycémie consécutive à une glycogénolyse des réserves hépatique et musculaire provoquée par l'entrée en jeu du facteur adrénalinique ou d'un autre facteur hyperglycémiant.

Enfin, le test hématologique de Thorn, pratiqué chez le Lapin n° 4, a montré une éosinopénie dont le point le plus bas (41,5 % du chiffre initial) correspond au point le plus bas de la glycémie, observé 60 mn après l'injection d'intermédine.

En résumé, l'intermédine injectée au Lapin, par voie intraveineuse, sous-cutanée ou intramusculaire, provoque une hypoglycémie remarquable qui ressemble à l'hypoglycémie insulinique.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Hétérogreffes entre hydres normales et hydres irradiées aux rayons* X. Note de M. **Paul Brien**, présentée par M. Maurice Caullery.

Dans l'homogreffe entre un fragment d'Hydre saine et un autre provenant d'une Hydre irradiée par les rayons X, les cellules interstitielles peuvent émigrer du premier dans le second et permettre à celui-ci de s'intégrer en une Hydre normale. Pareille migration et pareil effet peuvent-ils se produire dans l'hétérogreffe ? Evlakova (1946) le laisse

entendre à propos d'hétérogreffes entre *Hydra oligactis* (*fusca*) et *Hydra attenuata*.

L'hétérogreffe entre fragments d'espèces différentes d'Hydres saines n'est pourtant pas réalisable. L'impossibilité est très nette pour *Hydra viridis* dont aucun fragment ne peut jamais se souder à un tronçon de toute autre espèce d'Hydre. Le comportement est plus nuancé entre *H. attenuata* et *H. fusca*.

L'hétérogreffe peut se pratiquer en enfilant, sur un fil de platine, dans le même sens de l'axe de polarité, un tronçon correspondant aux 2/3 postérieurs d'*Hydra fusca* et au 1/3 antérieur d'*Hydra attenuata*, ou réciproquement, selon le schéma suivant : *A*/F et *F*/A.

Une tolérance remarquable se manifeste entre les deux fragments qui se soudent parfaitement bien. Mais l'association n'est que momentanée. Aucun échange ne se produit entre les portions greffées qui restent étrangères l'une à l'autre.

Les résultats de ces expériences d'hétérogreffes sont variables selon la position qu'occupent les deux fragments A et F l'un par rapport à l'autre car l'intensité de régénération est différente dans ces deux espèces. Dans le cas de *A*/F où A est antérieur et F postérieur, la greffe réussit très bien. Trois ou quatre heures après l'opération, les deux tronçons sont parfaitement soudés. Mais dès le second jour, ils reprennent insensiblement leur autonomie. Un étranglement les sépare à la ligne de suture; au quatrième ou cinquième jour, il les isole définitivement. Chacun régénère alors, pour son propre compte, l'espèce d'Hydre à laquelle il appartient. Avant même que le pincement ne provoque l'isolement, le fragment A peut avoir reconstitué, à la ligne de suture, un pédoncule, le fragment F un hypostome tentaculé, l'un et l'autre préparant ainsi leur libération définitive. L'association *A*/F a souvent un comportement plus complexe. Elle se prolonge pendant plusieurs semaines, parfois deux à trois mois, sans qu'il y ait échange d'éléments cellulaires entre les deux fragments, sans qu'ils ne cessent d'être étrangers l'un à l'autre gardant leurs caractères spécifiques bien tranchés et leur individualité. S'ils se tolèrent un certain temps, ils n'entrent pas moins en compétition; l'un d'entre eux l'emporte, l'autre régresse, s'efface insensiblement ou se détache mortellement amoindri. Dans la grande généralité des individus opérés, l'élément F domine pendant que dure l'association (3 à 4 semaines ou 2 à 3 mois). Le tronçon A, qui primitivement était le plus important et porte la zone blastogénétique, bourgeonne effectivement ce qui contribue à l'épuiser plus ou moins vite. Il lui arrive toutefois de reconstituer, sous la ligne de suture, un hypostome tentaculé par lequel il peut se nourrir; mais sa régression n'en continuera pas moins. Au contraire, la portion F antérieure, quoique la plus petite, contient la zone de croissance; elle se

nourrit et s'accroît. Elle bourgeonne, elle aussi, avec une très forte intensité au niveau de la ligne de suture. Le plus souvent, les tissus des deux espèces A et F participent à la formation de ces bourgeons « *chimères* », ce que l'on reconnaît aisément par la pigmentation, la forme et la structure des tentacules, différentes dans les deux espèces. La prépondérance de F s'affirme cependant et les bourgeons appartiendront exclusivement à la colonne F. Ces bourgeons sont d'ailleurs souvent anormaux, ayant deux ou trois hypostomes. Tandis que A s'amenuise, F s'allonge puissamment, s'hypertrophie même. Au voisinage de l'attache avec A, et comme s'il en subissait une influence trophique, F se dilate. Il est le siège, en cet endroit, d'un bourgeonnement exagéré, anarchique, où les polypes ne se détachent plus, mais constituent une colonie buissonnante. Ce n'est qu'après la disparition de A que se rétablit, dans cette colonie irrégulière, une coordination physiologique; la colonie se rompt bientôt libérant quelques Hydres indépendantes et parfaitement spécifiques F.

Plus exceptionnellement le fragment A l'emporte lorsqu'il forme immédiatement après la greffe et à la ligne de suture, un hypostome propre par lequel il capte ses proies et se nourrit. Dans ce cas F est progressivement éliminé et se fond dans l'hypostome A. Dans tous les cas, les deux fragments, s'ils se tolèrent en une association plus ou moins longue, jamais ne confondent leurs éléments, ni ne les échangent. On peut, dès lors, présumer de ce qui se passe lorsque, dans une hétérogreffe, l'un des fragments provient d'une Hydre irradiée, par exemple dans la combinaison F1/A. La soudure des deux fragments est parfaite, mais après deux ou trois jours, ils se séparent, chacun suivant sa destinée : l'un régénérant, l'autre périclitant plus ou moins rapidement. Ou bien le fragment F1 régresse sans se détacher, si comme précédemment le tronçon A reforme un hypostome propre. Après 9 ou 10 jours, l'hypostome de A se substitue définitivement à la portion antérieure F1 qui s'amenuise insensiblement.

Les coupes histologiques de telles associations, fixées à intervalles réguliers, montrent que le tissu irradié, quelque étroite que soit sa coalescence avec le tissu sain de l'autre espèce, garde ses caractères; l'ectoderme ne reçoit pas de cellules interstitielles ni de cnidoblastes, ni de nématocystes. On peut suivre sur ces coupes, de jour en jour, le recul progressif des tissus F1 sous la poussée constante des tissus sains A en pleine croissance.

Conclusions. — L'hétérogreffe entre espèces différentes d'Hydres ne se réalise donc jamais. Si des espèces présentant une tolérance suffisante pour permettre leur association, leurs tissus gardent leurs caractères spécifiques sans qu'il y ait jamais échange entre eux. En particulier, lorsque dans l'hétérogreffe un des fragments est irradié par les rayons X, il n'est jamais recolonisé par les cellules interstitielles de l'autre espèce; il régresse et disparaît. Il n'y a point échange interspécifique de cellules interstitielles.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Répartition du molybdène injecté au Rat et au Cobaye.* Note de MM. **Fernand Caujolle**, **André Bru**, Mme **Yvette Bru**, Mlle **Claude Moscarella** et M. **Georges Roux**, présentée par M. Léon Binet.

Dans des conditions identiques à celles déjà adoptées lors de notre étude sur le Chien ([1]), nous avons injecté des microdoses de radiomolybdène 99, sans entraîneur, par voie intrapéritonéale, au Cobaye et au Rat blanc. Les doses traceuses utilisées, exprimées en O_3Mo, ne dépassaient pas 10 par kilog d'animal. La technique suivie fut exactement celle déjà décrite, dans le Mémoire cité en référence; le même mode d'expression des résultats a été conservé : pour chaque organe prélevé, nous avons calculé le rapport R entre le poids du molybdène fixé et le poids de molybdène qu'aurait reçu cet organe si la répartition avait été homogène dans toute la masse du sujet.

Deux essais complémentaires ont été effectués sur le Cobaye par administration intracardiaque, les résultats recoupent entièrement ceux obtenus après administration par voie intrapéritonéale.

Les données qui se dégagent de l'ensemble de nos essais avec le Rat et le Cobaye sont à rapprocher de celles précédemment obtenues avec le Chien ([1]) et avec le jeune Taureau ([2]).

Des analogies évidentes apparaissent, dont la plus intéressante réside dans l'accumulation du molybdène au niveau des glandes endocrines. La fixation surrénalienne, déjà signalée chez le Taureau ([2]) et le Chien ([1]), se retrouve dans 81 % des cas chez le Cobaye, avec généralement une prédominance corticale.

La fixation au niveau de la thyroïde est nette particulièrement chez le Chien et le Cobaye, elle ne s'observe pas chez le Rat. La fixation au niveau de la rate, nette chez le Cobaye, est plus discrète chez le Chien et surtout chez le Rat. Par contre, toutes les recherches pratiquées au niveau du cerveau et de la moelle épinière ont révélé de très faibles concentrations.

Ces données sont en corrélation évidente avec l'influence attribuée au molybdène sur les échanges nutritifs ([3]) et en particulier sur le métabolisme du phosphore et du cuivre ([2]), ([4]).

([1]) A. Bru, Y. Bru, F. Caujolle, C. Moscarella et G. Roux, *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 279.

([2]) C. L. Comar, L. Singer et G. K. Davis, *J. biol. Chem. U. S. A.*, **174**, 1948, p. 905; et **180**, 1949, p. 913.

([3]) F. Caujolle et J. Trémolières, *Bull. Acad. Méd.*, **135**, 1951, p. 17.

([4]) J. B. Neilands, F. M. Strong et C. A. Elvehjem, *J. biol. Chem. U. S. A.*, **172**, 1948, p. 431.

Valeurs de R.

1° *Expériences sur le Rat blanc.*

Rat.	Survie (h).	Rein.	Foie.	Poumon.	Cœur.	Cerveau.	Moelle.
1	2	3,11	1,33	1,31	0,56	0,14	0,32
2	2	1,09	0,75	1,45	0,42	0,09	0,14
3	2	2,47	3,22	0,68	0,20	0,08	0,13
4	2	0,71	0,43	0,59	–	0,04	0,43
5	2	0,94	1,13	0,59	0,16	0,10	0,21
6	6	3,07	7,20	0,20	0,52	0,21	0,89

Rat.	Hypophyse.	Surrénale.	Thyroïde.	Pancréas.	Rate.	Sang.
1	–	0,92	0,78	0,95	0,89	2,13
2	–	0,50	0,62	0,47	0,67	1,17
3	–	0,61	0,63	1,13	0,53	0,63
4	–	0,27	0,40	0,43	0,27	0,56
5	0,45	0,35	0,36	0,76	0,34	1,36
6	0,58	2,45	1,20	2,18	1,61	0,65

2° *Expériences sur le Cobaye.*

Cobaye.	Survie (h).	Foie.	Poumon.	Muscle.	Hypophyse.	Surrénale cort.	Surrénale médul.	Thyroïde.	Pancréas.	Rate.
1	2	3,13	1,03	0,25	0,75	1,20	1,07	1,45	1,20	0,54
2	–	5,17	1,20	0,30	0,40	1,40	1,35	1,65	2,60	1,46
3	4	8,80	1,13	0,51	0,56	1,93	1,70	1,70	2,30	1,40
4	–	7,20	1,27	0,24	0,67	1,70	1,15	1,00	1,45	5,70
5	6	6,70	1,24	0,30	1,16	1,40	1,50	1,55	2,20	1,47
6	–	6,21	0,78	0,20	0,85	1,10	1,30	4,05	1,36	0,73
7	8	8,20	0,91	0,25	0,45	0,94	0,76	1,40	1,38	0,82
8	–	5,40	0,94	0,28	0,89	1,57	1,57	2,15	1,95	1,03
9	20	6,30	1,10	0,05	0,70	1,18	1,70	3,07	1,60	1,07
10	–	7,50	0,63	0,17	0,41	1,25	1,10	6,90	1,30	0,84
11	30	4,70	0,75	0,00	0,37	0,64	0,67	3,85	1,30	0,80
12	–	6,15	1,10	0,11	0,66	1,15	0,75	1,85	1,70	1,38
13	48	1,33	0,35	0,23	0,46	0,50	0,42	2,90	0,80	0,60
14	–	8,50	0,85	0,03	0,52	1,44	1,20	6,25	0,92	2,00
Moyenne		6,09	0,94	0,28	0,63	1,24	1,16	2,84	1,57	1,42

A 15 h 55 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 17 h.

R. C.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant le mois de septembre 1953.

Haut Commissariat de Madagascar et dépendances. Travaux du Bureau géologique. N° 38. *Géologie de Madagascar. Le Bassin de Majunga*, par Henri Bésairie. N° 41. *Géologie de Madagascar. Le Sud du Bassin de Morondavia*, par Henri Bésairie. Tananarive, Service géologique. 1952 et 1953; 2 fasc. polycopiés 32 cm.

Galactic and extragalactic studies, XXII, extent of the galaxy in the anticenter octant, by Harlow Shapley and B. Hearn. Reprinted from the *Proceedings of the National Academy of Sciences*. Vol. XXXVIII, n° 10, p. 839-843, october 1952. *Harvard Reprint* 367. Cambridge, Harvard College Observatory; 1 fasc. 25,5 cm.

Magellanic clouds, V. Fifty eclipsing stars, by Harlow Shapley and Virginia McKibben Nail. Reprinted from the *Proceedings of the National Academy of Sciences*. Vol. XXXIX, n° 1, p. 1-5. January 1953. *Harvard Reprint* 368. Cambridge, Harvard College Observatory; 1 fasc. 25,5 cm.

Institut français d'Afrique Noire. *Icones plantarum africanarum*. Fasc. 1. Dakar, Institut français d'Afrique Noire, 1953.

La Cartographie mondiale. Vol. I, 1951. ST/SOA/SER. L/1. New-York, Organisation des Nations-Unies, Département des questions sociales, 1951; 1 vol. 28 cm.

The pluripotency of the hypophyseal hormones and the consequences for endocrinology and cancerology, by Jules Samuels. Second edition. Amsterdam, Ed. N. V. Cycloscoop, 1953; 1 vol. 25 cm.

Niels Henrik Abel, par Viggo Brun, in *Det Kongelige Norske Videnskabers Selskab. Forhandlinger*. Bd XXV, 1952. Trondheim, 1952; 1 fasc. 21 cm.

Percentuale di sericina in Bozzoli di diverse razze e incroci di Bombyx mori, *L.*, par Lucio Orlandi, in *Annali della Sperimentazione Agraria* (nuova serie). Rome, 1953; 1 fasc. 24,5 cm.

University of Bristol. *The annual Report of the Agricultural and Horticultural Research station (The national fruit and eider Institute). Long Ahston, Bristol*, 1952, *with index* 1907-1952. Bath, printed by the Mendip press; 1 vol. 24 cm.

(*A suivre*).

